



# Localisation de la déformation et fracturation associée. Etude expérimentale et numérique sur des analogues de la lithosphère continentale

Sylvie Schueller

## ► To cite this version:

Sylvie Schueller. Localisation de la déformation et fracturation associée. Etude expérimentale et numérique sur des analogues de la lithosphère continentale. Géomorphologie. Université Rennes 1, 2004. Français. NNT : . tel-00009829

**HAL Id: tel-00009829**

**<https://theses.hal.science/tel-00009829>**

Submitted on 25 Jul 2005

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

N° Ordre  
de la thèse : **3077**

**THESE**  
présentée  
**DEVANT L'UNIVERSITE DE RENNES 1**

pour obtenir  
le grade de : **DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE RENNES 1**  
**Mention Sciences de la Terre**

Par  
**Sylvie SCHUELLER**

Equipe d'accueil : **Géosciences Rennes**  
Ecole Doctorale : **Sciences de la Matière**  
Composante universitaire : **U.F.R. Structure et Propriétés de la Matière**

**LOCALISATION DE LA DEFORMATION ET FRACTURATION ASSOCIEE**  
**Etude expérimentale et numérique sur des analogues de la lithosphère continentale**

Soutenue le 06 Décembre 2004 devant la Commission d'Examen

**COMPOSITION DU JURY :**

Jean-Marc DANIEL : Institut Français du Pétrole - Rapporteur

Yves LEROY : Ecole Normale Supérieure Paris - Rapporteur

Daniel BIDEAU : Université de Rennes 1 - Examineur

Jean-Pierre BRUN : Université de Rennes 1 - Examineur

Claudio FACCENNA : Université de Rome 3 - Examineur

Philippe DAVY : Université de Rennes 1 - Directeur de Thèse



## RESUME

L'étude de la localisation de la déformation dans un milieu fragile/ductile s'inscrit dans la compréhension mécanique du développement des réseaux de fractures multi-échelles, caractéristiques de la déformation intra-continentale.

Une approche expérimentale, simulant un contexte de collision à l'échelle lithosphérique, a été mise en œuvre. Elle permet de décrire et de suivre dans le temps un mode de rupture, dans lequel les réseaux de failles obtenus présentent des propriétés statistiques similaires à celles des réseaux naturels. Une analyse détaillée de l'organisation des hétérogénéités et des déformations dans ces expériences permet d'obtenir des informations importantes sur l'évolution de ces systèmes et sur la localisation de la déformation à grande échelle.

La déformation d'un analogue de la lithosphère continentale peut ainsi être caractérisée par trois facteurs : le paramètre fragile/ductile  $\Gamma$ , le nombre d'Argand  $Ar$  et les conditions aux limites.  $\Gamma$ , lié au couplage fragile/ductile, contrôle le degré de localisation de la déformation.  $Ar$  caractérise le rôle des forces gravitaires sur l'expression du mode de déformation dominant (compressif, décrochant ou extensif). Les conditions aux limites influent sur la répartition spatiale de ces modes de déformation.

A partir de l'analyse des champs de déformation, le processus de localisation est découpé en deux phases : la phase pré-localisation et la phase post-localisation. La phase pré-localisation se traduit par une augmentation de la déformation moyenne avec le temps selon une loi de puissance, dont l'exposant est indépendant de la rhéologie du milieu. Elle se caractérise par une organisation progressive des déformations, qui s'accompagne d'une augmentation de la longueur de corrélation. Cette phase pré-localisation semble se faire sur une période de temps indépendante de la rhéologie du milieu comme du mode de déformation. Elle aboutit au développement du réseau de failles. La phase post-localisation est caractérisée par une organisation des déformations selon des lois d'échelles, dont la dimension fractale est fonction de la rhéologie du milieu. Bien que la déformation moyenne et la longueur de corrélation (de la taille du système) soient stabilisées, le système reste dynamique, comme en témoignent les fluctuations observées au niveau de la masse des failles actives ou de la dimension de corrélation.

Dans la mesure où la mécanique du couplage fragile/ductile ne peut être expliquée à partir des expériences, celle-ci est abordée au travers de simulations numériques. Le rôle de la viscosité du milieu ductile sur le caractère localisé ou diffus de la fracturation dans le milieu fragile y est plus particulièrement étudié. Les résultats montrent notamment qu'une variation d'un ordre de grandeur de la viscosité permet de passer d'un mode de fracturation diffus à localisé.





## ABSTRACT

The study of localisation of deformation in brittle/ductile media aims to understand from a mechanical point of view the development of multi-scales fracture patterns, which are characteristic of intra-continental deformation.

Experimental modelling of collision at lithospheric scale allows to reproduce and follow with time the fracturation process. The obtained fault patterns have statistical properties similar to the ones of natural fault patterns. Detailed analysis of deformation and fracture organisation provides meaningful information on the system evolution and on the localisation of deformation at large scale.

The deformation in an analogue of continental lithosphere is characterized by three factors: the brittle/ductile coupling  $\Gamma$ , the Argand number  $Ar$  and the boundary conditions.  $\Gamma$ , bound to brittle/ductile coupling, controls the localisation of deformation.  $Ar$  characterizes the role of the gravity forces on the expression of the modes of deformation (compression, strike-slip or extension). The boundary conditions influence the spatial distribution of the deformation modes.

Through analysis of the deformation fields, the localisation process is divided in two stages: the pre-localisation stage and the post-localisation stage. The pre-localisation stage corresponds to an increase with time of the average deformation according to a power law, which exponent is independent of the rheology of the media. This stage is characterized by a progressive organisation of the deformation, with an increase of the correlation length. It takes place on a time period that is apparently independent of the rheology and the deformation mode. It ends in the development of the fault pattern. The post-localisation stage is characterized by the organisation of deformation according to scaling laws, which fractal dimension depends on the rheology of the media. Despite the stabilisation of the average deformation and of the correlation length (equal to the system size), the system is still dynamic, as proven by the fluctuations of the active faults mass or of the post-localisation correlation dimension.

Since the mechanics of the brittle/ductile coupling cannot be explained by the experiments, numerical simulations have been developed. The role of the ductile media viscosity on the localized or distributed mode of fracturation is particularly studied. Results notably shows that a viscosity variation of one order magnitude is sufficient to observe a transition between the localised fracturing mode and the distributed one.



## REMERCIEMENTS

Je remercie tout d'abord les membres du jury : Jean-Marc Daniel et Yves Leroy pour avoir accepté de juger ce travail et d'en être les rapporteurs, ainsi que Jean-Pierre Brun, Claudio Faccenna et Daniel Bideau pour leur lecture attentive, leurs remarques constructives et leur participation au jury lors de la soutenance.

Cette thèse, financée par le CNRS et la région Bretagne, n'aurait pu se faire sans la confiance que m'a accordée Philippe Davy en acceptant d'être mon directeur de thèse. Je voudrais le remercier plus particulièrement pour son enthousiasme et son optimisme tout au long de cette thèse.

Merci à Frédéric Gueydan, qui m'a lancée sur les voies de la modélisation numérique (nom de code : SARPP). Merci pour toutes ces discussions enrichissantes et constructives qui ont mené à une collaboration efficace.

Avant de parvenir au numérique, j'ai dû me frayer un passage au laboratoire de modélisation sur les voies sinueuses mais passionnantes de l'expérimental, entre tas de sable, pots de miel, plaques de silicone et détecteurs de présence. Je n'en serais jamais sortie, si l'on ne m'avait pas prêté main forte. Ainsi, je voudrais remercier JJK pour sa formidable aide technique et son imagination débordante (merci encore pour la réalisation de ce magnifique aspirateur à étoiles), Alain en tant que garant de l'ordre du labo et médiateur auprès de la société GOM (dont j'ai apprécié la partie corrélation d'images du logiciel ARAMIS), Nicolas D (pour de longues heures consacrées à la pose des dites étoiles), Jeroen (pour toutes les heures passées à m'aider à mettre en place les manip et à tracer des marqueurs, mais également pour toutes les discussions scientifiques ou non, en français oder auf Deutsch !). Je souhaite également remercier toutes les personnes qui ont été mobilisées pour la pose des plaques de silicone ou leur récupération après naufrage.

Ce sont ces mêmes personnes et encore bien d'autres (permanents, thésards, stagiaires ou simples visiteurs) qui m'ont permis de passer trois années très agréables à Rennes, de me sentir accueillie et intégrée au laboratoire et de mener à bien mon travail de thèse. Merci à Tanguy (pour sa cohabitation pacifique au n°212, sa bonne humeur, son calme à toute épreuve et bien sûr pour l'aide Matlab en live), merci à Céline, Virginie, Chrystelle, Marie, Régis, Florence, Ben, Katia, Julien, Miriam, Jean-Pierre, Pavel, Cécile, Claudio, Delphine, Xavier, Blaise, Nuno\*2, Fernando, Martin, Laure, Nolwenn, Oliviers, Caroline, Sylvain, Frédérique, Alexandrine, Stéphane, Samuel, Sébastien, Charles, Nicolas, Romain, Vincent, Jean (de la part de Jannie Longo), Anne-Catherine, Mélanie, César, Eric, Christina, Mylène, Hassina, Stéphanie, Fabien, Philippe (et Siva pour le garage), ...

Merci également à Fanny pour toutes les conversations animées du mercredi soir et pour son accueil chaleureux sous les toits et à Fabien pour m'avoir fait découvrir la culture bretonne et toutes ses subtilités !

Enfin, je voudrais remercier ma famille et MLT pour leur soutien sans faille et leurs encouragements. A toi, papa, je voudrais adresser plus particulièrement ma reconnaissance pour ta présence, ton soutien et ton aide au moment où j'en avais le plus besoin. Merci du fond du cœur.



# SOMMAIRE

INTRODUCTION.....	5
-------------------	---

CHAPITRE I.....	I—9
-----------------	-----

I. EXPRESSION DE LA LOCALISATION DANS LA LITHOSPHERE CONTINENTALE .....	I—11
---	------

1. LA RHEOLOGIE DE LA LITHOSPHERE CONTINENTALE ET SES MODELES .....	I—11
1.1. <i>La rhéologie de la lithosphère continentale</i> .....	I—11
1.2. <i>Les modèles lithosphériques existants</i> .....	I—25
2. LES ECHELLES DE LOCALISATION.....	I—29
2.1. <i>Descriptions des réseaux de fractures</i> .....	I—29
2.2. <i>Existe-t-il des échelles de déformation pertinentes ?</i> .....	I—38
3. PHYSIQUE DE LA LOCALISATION ET DE LA FRACTURATION .....	I—43
3.1. <i>La localisation de la déformation – approche macroscopique géo-mécanique</i> .....	I—43
3.2. <i>Approche locale physique : croissance et interaction entre failles</i> .....	I—45
3.3. <i>Approche statistique</i> .....	I—55
4. CONSEQUENCES POUR L’ETUDE DE LA LOCALISATION ET DE LA FRACTURATION DE LA LITHOSPHERE CONTINENTALE .....	I—65

CHAPITRE II .....	II—67
-------------------	-------

II. DEFORMATION DANS UN MILIEU EXPERIMENTAL FRAGILE/DUCTILE EN .....	
--	--

CONTEXTE DE COLLISION .....	II—69
-----------------------------	-------

1. LA MODELISATION EXPERIMENTALE CHOISIE.....	II—72
1.1. <i>Le dimensionnement</i> .....	II—73
1.2. <i>Les matériaux</i> .....	II—75
1.3. <i>Le dispositif expérimental</i> .....	II—77
1.4. <i>Compilation des différentes expériences</i> .....	II—78
1.5. <i>Quantification de la déformation et techniques d’analyse</i> .....	II—84
2. LES STYLES DE DEFORMATION ET LEURS CARACTERISATIONS .....	II—85
2.1. <i>Variété des styles de déformation observés</i> .....	II—85
2.2. <i>Paramètres contrôlant les styles de déformations</i> .....	II—88
2.3. <i>Typologie des différents styles de déformation en fonction des paramètres mécaniques</i> .....	II—94
2.4. <i>Observations de la localisation de la déformation</i> .....	II—96
2.5. <i>Compression versus extension</i> .....	II—105
3. BILAN .....	II—112

**CHAPITRE III..... III—115**

**III. PROCESSUS DE LOCALISATION DE LA DEFORMATION ..... III—117**

1.	OBJECTIF .....	III—117
2.	PRESENTATION DETAILLEE DES EXPERIENCES CHOISIES.....	III—118
2.1.	<i>Caractéristiques générales</i> .....	III—118
2.2.	<i>Données disponibles (champs de déplacement et de déformation)</i> .....	III—119
2.3.	<i>Expérience 16 (<math>\Gamma=6.1</math>)</i> .....	III—122
2.4.	<i>Expérience 10 (<math>\Gamma=4.6</math>)</i> .....	III—124
2.5.	<i>Expérience 9 (<math>\Gamma=2.0</math>)</i> .....	III—126
2.6.	<i>Expérience 15 (<math>\Gamma=1.6</math>)</i> .....	III—127
2.7.	<i>Expérience 12 (<math>\Gamma=1.2</math>)</i> .....	III—129
2.8.	<i>Expérience 13 (<math>\Gamma=1.0</math>)</i> .....	III—130
2.9.	<i>Expérience 14 (<math>\Gamma=0.5</math>)</i> .....	III—132
2.10.	<i>Bilan</i> .....	III—133
3.	ORGANISATION SPATIALE DE LA DEFORMATION : OBJECTIFS ET MESURES .....	III—134
3.1.	<i>Calcul de la déformation moyenne en faisant varier l'échelle de résolution</i> .....	III—135
3.2.	<i>Calcul de la déformation moyenne en gardant une résolution constante</i> .....	III—144
3.3.	<i>Méthode de calcul de la dimension de corrélation</i> .....	III—145
4.	EVOLUTION GENERALE DE LA DEFORMATION COMMUNE A TOUTES LES EXPERIENCES .....	III—146
4.1.	<i>Evolution de la déformation moyenne avec le raccourcissement</i> .....	III—148
4.2.	<i>Evolution de la déformation moyenne avec l'échelle de résolution</i> .....	III—149
4.3.	<i>Evolution de la moyenne des déformations au carré <math>\langle I^2 \rangle</math> à résolution constante</i> .....	III—155
4.4.	<i>En résumé</i> .....	III—157
5.	ROLE DU COUPLAGE FRAGILE/DUCTILE DANS LE PROCESSUS DE LOCALISATION .....	III—158
5.1.	<i>Vitesse de localisation</i> .....	III—158
5.2.	<i>Lois d'échelles</i> .....	III—162
5.3.	<i>Notion de longueur de corrélation</i> .....	III—167
6.	INFLUENCE D'UN REGIME COMPRESSIF OU EXTENSIF SUR LE PROCESSUS DE LOCALISATION .....	III—174
6.1.	<i>Expériences choisies</i> .....	III—174
6.2.	<i>Influence sur la vitesse de localisation</i> .....	III—178
6.3.	<i>Influence sur l'organisation spatiale</i> .....	III—182
7.	BILAN .....	III—185

**CHAPITRE IV ..... IV—187**

**IV. LOCALISATION DE LA DEFORMATION ET FRACTURATION..... IV—189**

1.	DESCRIPTION DES RESEAUX DE FAILLES.....	IV—191
1.1.	<i>Caractéristiques générales</i> .....	IV—191
1.2.	<i>Expérience M16 (<math>\Gamma=6.1</math>)</i> .....	IV—192
1.3.	<i>Expérience M10 (<math>\Gamma=4.6</math>)</i> .....	IV—196
1.4.	<i>Expérience M9 (<math>\Gamma=2.0</math>)</i> .....	IV—200

1.5.	<i>Expérience avec <math>\Gamma &lt; 1.6</math></i> .....	IV—203
2.	ROLE DU COUPLAGE FRAGILE/DUCTILE.....	IV—205
2.1.	<i>Morphologie du réseau de failles</i> .....	IV—205
2.2.	<i>Evolution de la masse de failles (actives et non actives) en fonction du couplage</i> .....	IV—206
3.	RELATION DEFORMATION-FRACTURATION .....	IV—212
3.1.	<i>Dimension de corrélation calculée sur les déformations et croissance des failles</i> .....	IV—214
3.2.	<i>Bilan de déplacements</i> .....	IV—220
4.	LOIS D'ECHELLE DES RESEAUX DE FAILLES.....	IV—225
4.1.	<i>Lois calculées</i> .....	IV—225
4.2.	<i>Limitations aux calculs des lois d'échelle</i> .....	IV—232
4.3.	<i>Bilan sur les lois d'échelle</i> .....	IV—233
5.	BILAN .....	IV—237
<b>CHAPITRE V.....</b>		<b>V—239</b>
<b>V. MECANIQUE DU COUPLAGE FRAGILE/DUCTILE (MODELISATION NUMERIQUE).....</b>		<b>V—241</b>
1.	OBJECTIF .....	V—241
2.	ARTICLE : “BRITTLE-DUCTILE COUPLING: ROLE OF THE DUCTILE VISCOSITY IN DEFINING THE TRANSITION FROM LOCALIZED TO DIFFUSE BRITTLE FRACTURING” .....	V—245
3.	MICROSCOPIC TO MACROSCOPIC BEHAVIOUR. ....	V—256
3.1.	<i>Macroscopic behaviour of the layered structure</i> .....	V—256
3.2.	<i>Macroscopic brittle behaviour</i> .....	V—257
3.3.	<i>New evidence for the mechanics of brittle-ductile coupling</i> .....	V—258
4.	PARAMETRIC STUDY. ....	V—259
4.1.	<i>Length (L)</i> .....	V—259
4.2.	<i>Brittle softening</i> .....	V—260
4.3.	<i>Brittle and ductile widths (<math>l_B</math> and <math>l_D</math>)</i> .....	V—262
4.4.	<i>Viscosity of the plastic domain</i> .....	V—263
5.	A CONCEPTUAL MODEL FOR BRITTLE-DUCTILE COUPLING .....	V—263
5.1.	<i>Simplified analytical solution</i> .....	V—265
5.2.	<i>Measurements on the models</i> .....	V—267
6.	BILAN .....	V—269
<b>CONCLUSION .....</b>		<b>271</b>
<b>BIBLIOGRAPHIE.....</b>		<b>277</b>
<b>ANNEXES .....</b>		<b>299</b>





# **INTRODUCTION**



La fracturation est un des mécanismes dominants de la déformation intra-continentale. Ce mécanisme, sensible aux hétérogénéités mécaniques du milieu, en favorisant par exemple les zones de faiblesse, va créer sa propre hétérogénéité en localisant la déformation le long de réseaux de failles « multi-échelles ».

L'existence de ces failles dans la croûte continentale va conditionner en partie l'accès aux ressources naturelles indispensables. En effet, l'hétérogénéité créée par les réseaux de failles et leurs propriétés pétrophysiques contrôle fortement les écoulements des fluides dans la croûte terrestre. Ces failles peuvent se comporter soit comme des barrières à l'écoulement, soit comme des conduits privilégiés. Par exemple, les failles sismiques actives sont souvent considérées comme les premiers drains pour les écoulements de fluides. Une bonne compréhension de l'organisation des réseaux de fractures est donc importante pour caractériser les écoulements souterrains. Parmi les applications industrielles et environnementales, citons une meilleure récupération des ressources en eau, une maximisation du rendement de l'extraction du pétrole ou la séquestration du dioxyde de carbone. La prise en compte de la fracturation dans le stockage des déchets à forte toxicité constitue également un des enjeux de telles études. La compréhension du processus de fracturation dans les roches est par ailleurs importante pour la prédiction et la prévention des risques naturels (tremblements de terre) ou des risques liés aux activités anthropiques (instabilité de forages ou d'ouvrages d'art).

Comprendre comment les failles ou fractures s'organisent et participent à la localisation à grande échelle reste donc une question d'actualité. Dans la lithosphère, la coexistence de micro-mécanismes de déformation contrastés (de la fracturation de solides fragiles au fluage de fluide ductile non-newtonien), le rôle de la gravité et les processus de transfert thermique compliquent d'autant plus l'étude. Pour l'instant, aucun modèle ne rend compte de la complexité géométrique et dynamique observée dans les systèmes naturels.

Les mécanismes décrivant la croissance d'une faille et de sa zone d'endommagement ou la rupture le long d'une faille sismique élastique, grâce aux solutions développées en mécanique des milieux continus, permettent d'appréhender les interactions existant entre les failles. En revanche, ils n'expliquent pas comment les failles à petite échelle participent à la localisation de la déformation à grande échelle et conduisent au développement de la géométrie complexe des réseaux. Cette question des mécanismes de croissance des failles et de l'hétérogénéité induite a été abordée dans des travaux s'inspirant des méthodes développées en physique statistique. Dans ces travaux, la définition de lois d'échelle et de longueurs de corrélation permet de relier la dynamique de la fracturation à un modèle théorique (loi de percolation, par exemple). L'application de ces modèles théoriques nécessite cependant d'avoir des outils d'observation adaptés pour caractériser l'organisation des hétérogénéités.

Cette thèse s'inscrit donc dans la compréhension mécanique du développement des réseaux de fractures multi-échelles. Elle contribue plus particulièrement à caractériser la localisation de la déformation et la fracturation associée à l'échelle de la lithosphère continentale. Dans cette optique, une approche expérimentale a été mise en œuvre. Bien que les effets thermiques ne soient pas pris en compte, elle présente l'avantage de décrire et de suivre dans le temps en contexte de collision un mode

de rupture naturel, dans lequel les réseaux de failles obtenus présentent des propriétés statistiques similaires à celles des réseaux de failles naturels. L'analyse fine de l'organisation des hétérogénéités et des déformations dans ces expériences, en fonction de la rhéologie choisie, est un élément essentiel de cette thèse, car elle permet de tirer des informations importantes sur la dynamique de ces systèmes et sur la localisation de la déformation à grande échelle. Cette analyse tend *in fine* à caractériser les mécanismes de déformation.

A partir de recherches bibliographiques, le chapitre I décrit la nature de la lithosphère continentale et présente les propriétés géométriques des milieux fracturés rencontrés dans celle-ci. Les différents mécanismes de croissance des failles développés en mécanique des milieux continus ou en physique statistique sont également rappelés.

L'ensemble des résultats expérimentaux est présenté dans les chapitres suivants.

Dans la mesure où la lithosphère est assimilée à un milieu où se superposent niveaux fragiles et ductiles, les conditions nécessaires à la localisation de la déformation dans un tel milieu sont définies au chapitre II, en prenant en compte l'effet des forces gravitaires et du couplage fragile/ductile.

Le processus de localisation est plus particulièrement traité au chapitre III, d'un point de vue temporel comme spatial. Ce chapitre aborde d'une part les relations existant entre localisation à petite échelle et à grande échelle (existence ou non de lois d'échelle), et d'autre part le rôle de la rhéologie dans la définition du processus de localisation à grande échelle.

La relation existant entre l'évolution de la fracturation observée et celle des fluctuations de la déformation est étudiée au chapitre IV. Le rôle de la fracturation dans l'accommodation de la déformation y est plus particulièrement quantifié.

La modélisation numérique est une approche complémentaire développée pour expliquer certains mécanismes plus difficilement quantifiables dans l'expérimentation. Ainsi, dans la mesure où le couplage fragile/ductile apparaît comme un facteur influant sur l'organisation spatiale des déformations, la mécanique du couplage fragile/ductile est abordée au chapitre V, sur la base de simulations numériques. Le rôle d'un niveau ductile (et plus particulièrement le rôle de sa viscosité) sur la fracturation d'un niveau fragile y est analysé.

# **CHAPITRE I**

## **Expression de la localisation dans la lithosphère continentale**



# **I. EXPRESSION DE LA LOCALISATION DANS LA LITHOSPHERE CONTINENTALE**

La déformation de la lithosphère continentale présente des styles très différents (déformation localisée le long de quelques grandes failles ou distribuée sur de nombreuses petites failles ; présence de zones extensives, compressives ou décrochantes). Ces variations sont liées à la nature même de la lithosphère, qui présente des comportements mécaniques très différents. Le paragraphe 1 permet d'appréhender la nature encore mal connue de la lithosphère continentale, déduite des observations sismiques et des tests réalisés sur des échantillons de roches. Les différents comportements mécaniques mis en évidence se traduisent par des représentations variées de la lithosphère continentale.

La complexité de l'étude des déformations provient également du fait que la déformation peut être observée à différentes échelles. Le caractère multi-échelle des réseaux de failles sera plus particulièrement abordé dans le paragraphe 2, ainsi que la contribution des différentes failles à différentes échelles dans l'accommodation de la déformation. Nous nous interrogerons alors sur la capacité à définir des échelles de localisation pertinentes et à la manière dont certaines échelles ont pu être prises en compte dans des modèles.

Enfin, dans la mesure où la localisation est une caractéristique primordiale de la déformation continentale, le paragraphe 3 s'intéresse au passage d'une déformation localisée à petite échelle (à l'échelle de la fracture, par exemple) à une localisation de grande échelle (de la taille d'un continent, par exemple). Quelques éléments du phénomène de localisation et de la fracturation seront brièvement présentés en s'appuyant sur différentes approches : une approche macroscopique géomécanique, une approche locale physique traitant de la croissance et des interactions entre failles et une approche plus statistique permettant de prendre en compte la notion de désordre ou d'hétérogénéité et associant la localisation de la déformation et la fracturation à des phénomènes de transitions de phase.

## **1. La rhéologie de la lithosphère continentale et ses modèles**

### **1.1. La rhéologie de la lithosphère continentale**

#### **a. Définition générale de la lithosphère continentale**

La lithosphère est la couche superficielle de la Terre comprenant la croûte et une partie du manteau supérieur. La lithosphère continentale se distingue de la lithosphère océanique (de nature basaltique) par sa composition plus hétérogène (cf. Figure 1). Les matériaux acides, riches en quartz, comme les granites, qui composent la croûte continentale, lui confèrent une résistance moyenne plus faible. De plus, ces matériaux acquièrent un comportement ductile dès que la température dépasse quelques centaines de degrés (au delà de 10-15 km). Ces propriétés rhéologiques particulières vont être à l'origine d'une déformation distribuée sur des surfaces beaucoup plus importantes au sein de la croûte continentale que dans la croûte océanique (Jolivet, 1995). Cela se traduit par une dispersion plus



importante des séismes en domaine continental. La distribution de la déformation sur des zones très larges est particulièrement intéressante pour l'étude de la localisation à grande échelle.

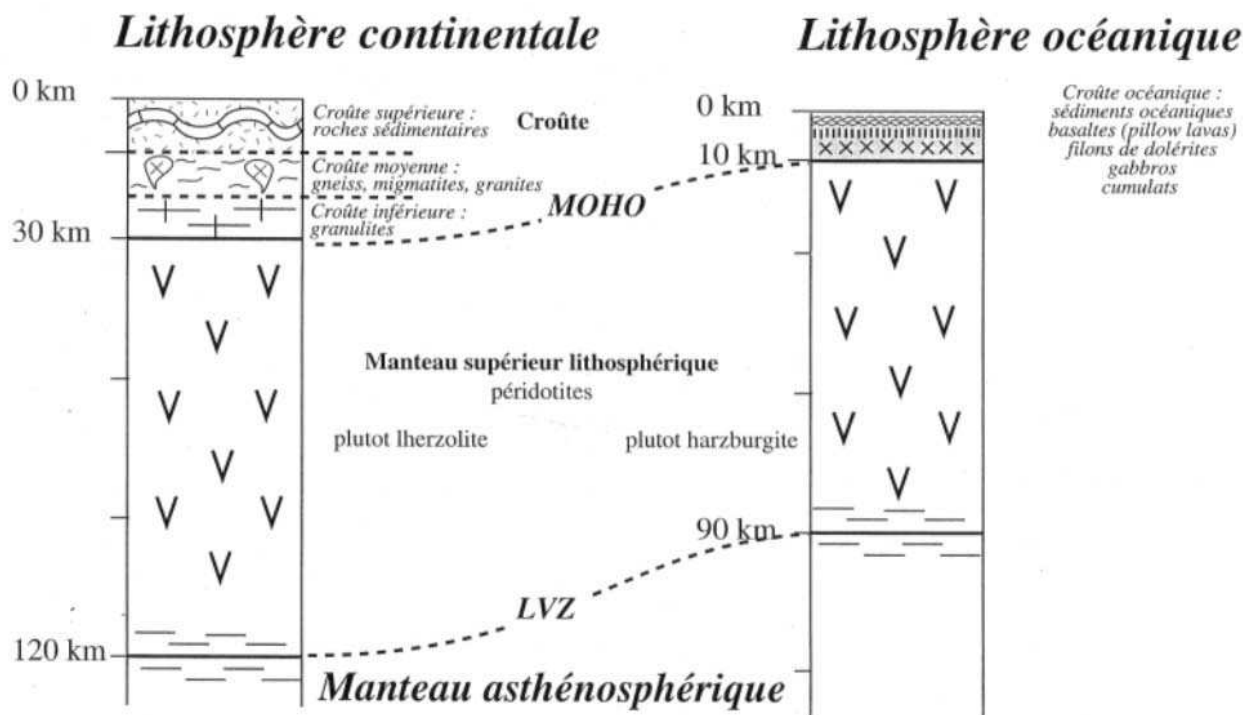


Figure 1 : Différence de composition entre la lithosphère continentale et lithosphère océanique.

La lithosphère continentale est composée de la croûte faisant entre 15 et 60 km (l'épaisseur moyenne étant généralement fixée à 30 km) et du manteau supérieur entre 30 et 120 km en moyenne (cf. Figure 1). La croûte continentale est représentée par une composition riche en quartz et en feldspath en présence ou non d'eau. La présence d'eau facilite la déformation plastique du quartz. Sa composition essentiellement granitique lui confère une densité relativement faible de 2.8. La transition entre la croûte et le manteau se traduit par un changement de composition chimique. Cette limite pétrographique est appelée discontinuité de Mohorovicic (ou Moho). Le manteau supérieur est composé de péridotites riches en olivine ; il est caractérisé par une densité plus forte, de 3.3. Le passage manteau supérieur/asthénosphère est caractérisé par un changement de comportement mécanique et non chimique, lié à l'augmentation de la température en profondeur. La base de la lithosphère est donc essentiellement une limite thermique correspondant à l'isotherme 1330°C (Turcotte et Schubert, 2002). La limite de séparation entre lithosphère et asthénosphère est également caractérisée sismiquement par la « low velocity zone » (LVZ) qui traduit la fusion partielle du manteau supérieure. L'asthénosphère, qui supporte la lithosphère, est caractérisée par une densité légèrement plus faible de 3.25 et par une viscosité plus faible lui permettant de fluer.

La lithosphère, découpée en plaques, est soumise à différentes forces d'origine essentiellement gravitaire et thermique. Les frontières de plaques présentent ainsi des mouvements de divergence (au niveau des dorsales océaniques), des mouvements de convergence (subduction et collision) et des mouvements coulissants (le long des grandes failles transformantes). Ces mouvements relatifs entre

plaques sont à l'origine des champs de contraintes tectoniques auxquels sont soumises en particulier les plaques de la lithosphère continentale. Les champs de contraintes peuvent également provenir des contrastes d'épaisseurs crustales à l'intérieur même des plaques continentales (England et Molnar, 1997 ; Flesch et al., 2000). Pour comprendre la réponse de la lithosphère continentale face à ces divers types de sollicitations, il est alors nécessaire de comprendre sa rhéologie.

## **b. Comportements mécaniques déduits des tests sur échantillons**

Le comportement mécanique de la lithosphère va dépendre dans un premier temps de sa composition chimique (décrite précédemment). Dans un deuxième temps, pour une composition chimique donnée, le comportement mécanique et la rhéologie du milieu vont également dépendre des variables internes, telles que la température, la pression dans les phases solides et la pression des fluides dans les pores, qui varient avec la profondeur. Pour comprendre les relations rhéologiques existantes entre conditions physiques (température, pression, taux de déformation) et compositions chimiques des roches, de nombreuses expériences sur des échantillons de roches ont été réalisées en laboratoire (Kick, 1892 ; Von Karmàn, 1911 ; Adams, 1912 ; Carter, 1976 ; Heard, 1976 ; Byerlee, 1978 ; Goetze et Evans, 1979 ; McGarr, 1980 ; Caristan, 1982 ; Kirby, 1983 ; Kirby, 1985 ; White et Bretan, 1985 ; Kirby et Kronenberg, 1987 ; Tsenn et Carter ; 1987 ; Gratier et Gamond, 1990 ; Wilks et Carter, 1990 ; Evans et Dresen, 1991 ; Tullis et al., 1991 ; Kohlstedt et al., 1995 ; Evans et Kohlstedt, 1995).

Deux comportements élémentaires ressortent de ces expériences : un comportement cassant, dit fragile et un comportement visqueux (glissement par dislocation), dit ductile. Pour des conditions physiques et chimiques données, le comportement dominant est celui qui nécessite la moindre consommation énergétique.

**Comportement fragile** : le comportement fragile est obtenu pour de faibles pressions et températures. Il se caractérise par un comportement élastique en dessous d'un seuil de contrainte, qui, s'il est dépassé, conduit à la fracturation des roches. Le comportement fragile est peu sensible à la température et à la vitesse de déformation, mais dépend essentiellement de la pression de confinement. Les expériences montrent que la fracturation se produit lorsque la contrainte déviatorique  $\sigma_1 - \sigma_3$  (ou differential stress) dépasse un seuil, qui augmente avec la pression. Le comportement fragile est plus particulièrement décrit par le critère de Mohr-Coulomb (Coulomb, 1776 ; Mohr, 1900) :

$$\tau = \mu \sigma_n + c \quad (1-1)$$

$\tau$  est la contrainte cisailante,  $\sigma_n$  la contrainte normale appliquée au plan de rupture.  $c$  est la cohésion du matériau et  $\mu$  le coefficient de frottement interne ( $\mu = \tan \varphi$  ;  $\varphi$  étant l'angle de frottement interne). Lorsque la contrainte cisailante appliquée au matériau dépasse la contrainte cisailante définie par le critère de Coulomb, il y a rupture du matériau et apparition de failles se formant à un angle de  $\pi/4 - \varphi/2$  par rapport à la direction de compression principale. Pour que l'activité de la faille dure par la suite, les forces qui lui sont appliquées doivent induire une contrainte déviatorique supérieure à la résistance de friction sur le plan de rupture. Le critère de glissement le long d'une faille pour un échantillon déjà fracturé est défini expérimentalement par la loi empirique de Byerlee (1978) :

$$\tau = 0.85(\sigma_n - P) \text{ pour } 3 < \sigma_n - P < 200 \text{ MPa}$$

$$\tau = 60 + 0.6(\sigma_n - P) \text{ pour } 200 < \sigma_n - P < 1700 \text{ MPa} \quad (1-2)$$

où  $P$  est la pression de fluide. Ces lois sont valables pour la majorité des types de roches rencontrées dans la lithosphère ; le frottement le long du plan de faille est donc indépendant de la nature de la roche. Ces lois permettent de déterminer la résistance de la lithosphère (de l'ordre de la centaine de MPa), celle-ci pouvant être considérée comme un milieu déjà fracturé. La présence de fluides dans une roche, comme le montrent ces lois, peut diminuer de façon non négligeable la contrainte effective qui lui est appliquée (Hubbert et Willis, 1957 ; Hubbert et Rubey, 1959).

Dans la nature, des résistances plus faibles que celles prévues par la loi de Byerlee ont été observées. Ainsi, la faible résistance au frottement mesurée sur la faille de San Andreas, de l'ordre de 20 MPa au lieu des 100 MPa attendus (Henyey et Wasserburg, 1971 ; Lachenbruch et Sass, 1980, 1988), implique un faible coefficient de frottement interne de l'ordre de 0.1-0.2 (Chéry et al., 2004). Cette faible résistance pourrait être due à la présence de fluides associés au remplissage des failles par des gouges riches en argile et non consolidées. Ces argiles présentent des plans de faible rugosité (Byerlee, 1967 ; Wang, 1984 ; Wintsch et al., 1995). Leur seule présence ne peut cependant expliquer la faible résistance observée car leur coefficient de frottement interne reste supérieur à 0.2 (Morrow et al., 1992). D'autres hypothèses, comme la rotation du champ des contraintes lors de la rupture d'un matériau, ont été avancées (Rice, 1992 ; Byerlee, 1990 ; 1992). Ainsi, les failles, qui ont déjà accumulé un fort déplacement, possèdent une plus large épaisseur de gouge ; ce qui favorise les rotations. Ces failles présentent alors une plus faible résistance contrairement à celles possédant une faible épaisseur de gouge et dont la résistance équivalente est celle prédite par la loi de Byerlee (Chester et al., 1995 ; Marone, 1995). Scott (1996) avait cependant montré pour un milieu granulaire, que la dilatance des failles induisait localement une rotation du champ de contraintes sans pour autant que les failles aient une résistance plus faible. L'existence d'une alternance entre zones fortement hydratées et zones plus sèches pourrait également conduire à des coefficients de frottement faibles de l'ordre de 0.14 (Lockner et Byerlee, 1995) ; l'origine des fluides reste cependant très débattue (Rice, 1992 ; Byerlee, 1990-1992 ; Blanpied et al., 1992 ; Moore et al., 1994).

Dans la mesure, où l'origine de la faible résistance de certaines failles reste encore très controversée, la loi de Byerlee demeure la plus utilisée (de part sa simplicité, également) pour décrire le comportement fragile dans la lithosphère continentale.

**Comportement ductile** : à des pressions plus élevées, les roches se déforment de façon continue par fluage : en modifiant leur arrangement cristallin (par dislocations à l'échelle de l'Angström), en se déformant le long de grains (échelle caractéristique comprise entre le micron et le millimètre) (Poirier, 1985 ; Carter et Tsenn, 1987 ; Ranalli, 1995 ; Evans et Kohlstedt, 1995) ou par diffusion d'éléments (Rutter et Brodie, 1988 ; Ranalli, 1995 ; Evans et Kohlstedt, 1995). Les différents types de fluage (par dislocation et par diffusion coexistent probablement (Wang, 1994 ; dell'Angelo et Olgaard, 1995). Cependant, pour des contraintes supérieures à 10 MPa, le mécanisme dominant est le fluage par dislocation (Karato, 1989). A l'échelle macroscopique, le comportement ductile est décrit par une loi

de puissance qui relie la contrainte déviatorique et le taux de déformation (Weertman, 1978 ; Kirby, 1983, 1985 ; Carter et Tsenn, 1987 ; Kirby et Kronenberg, 1987) :

$$\dot{\varepsilon} = A \exp(-Q/RT) \sigma^n \quad (1-3)$$

où  $\dot{\varepsilon}$  est le taux de déformation,  $\sigma$  la contrainte déviatorique ( $\sigma_1 - \sigma_3$ ),  $R$  la constante des gaz parfaits,  $T$  la température (en Kelvin).  $A$  est une constante du matériau.  $n$  est une constante sans dimension qui oscille entre 1.9 et 5.3 selon les roches et qui vaut 1 si le fluide est newtonien (Kirby, 1983 ; Kronenberg et Tullis, 1984 ; Weijermars, 1986 ; Carter et Tsenn, 1987 ; Ranalli et Murphy, 1987 ; Wang et al., 1994 ; Ranalli, 1995 ; Talbot, 1999).  $Q$  est l'enthalpie d'activation (en J/mole). La Figure 2 présentent des exemples de lois de fluage pour quelques roches de la lithosphère.

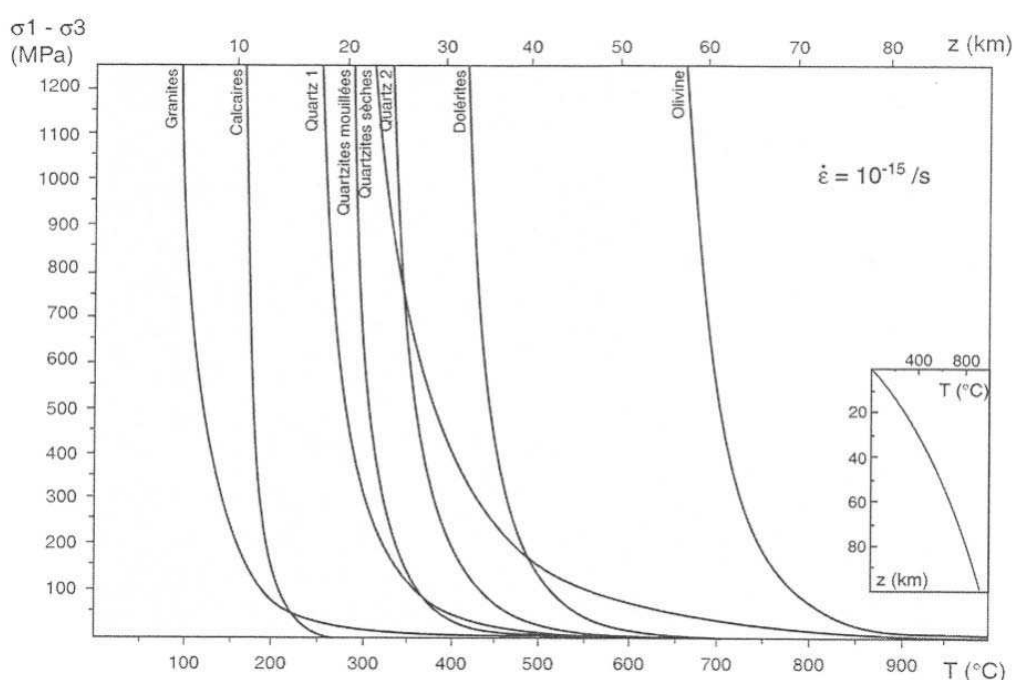


Figure 2 : Lois de fluage de quelques roches lithosphériques (d'après Faugère, 1985 ; Barrier, 2003)

La viscosité  $\eta$  des matériaux ductiles est reliée au taux de déformation et à la contrainte déviatorique par la formule suivante (Weijermars et Schmeling, 1986) :

$$\eta = \frac{\sigma}{2\dot{\varepsilon}} \quad (1-4)$$

La viscosité dépend de la température mais également du taux de déformation dans le cas d'un fluide non newtonien ( $n > 1$ ). Les viscosités moyennes attendues pour la croûte inférieure sont de l'ordre de  $10^{21}$  Pa.s.

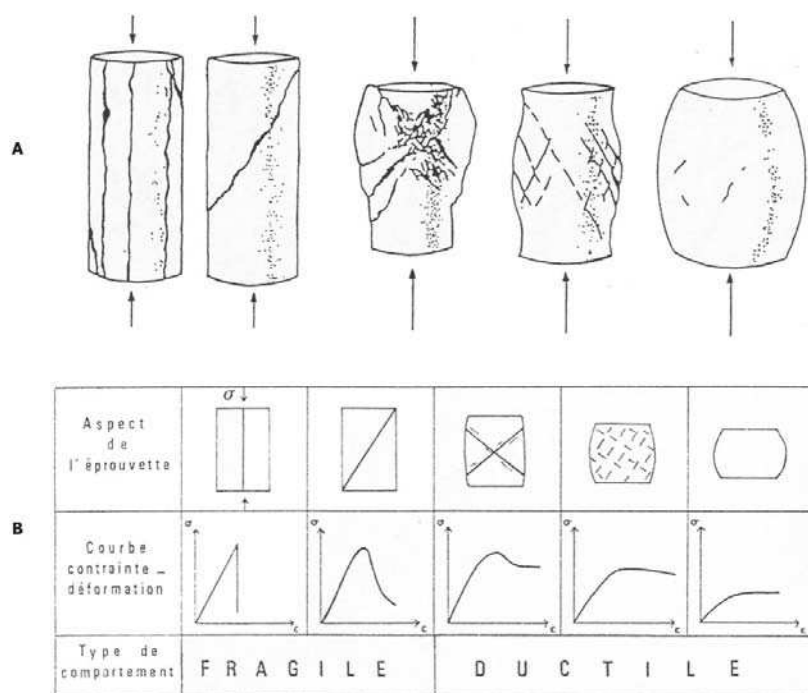


Figure 3 : Passage du comportement fragile à ductile en fonction des conditions de pression et de température. A. Evolution du mode de déformation dans des éprouvettes. B. Relation contrainte-déformation en fonction du type de comportement. La température et la pression de confinement augmentent de gauche à droite (d'après Bonnet, 1997 et Bergerat, 1985)

**Zones de transition** : pour un même type de roche, des essais mécaniques de compression sous presse ont montré que l'augmentation de la température et de la pression de confinement permettait de passer d'une déformation discontinue avec l'apparition d'une fissure à une déformation plus continue de l'échantillon (Kick, 1892 ; Von Karmàn, 1911 ; Adams, 1912 ; Griggs et Handin, 1960 ; cf. Figure 3-A). La Figure 3-B présente les relations entre contrainte et déformation conduisant à ces différents types de déformation. Dans le mécanisme fragile, les roches ne subissent pas ou peu de déformation plastique. Le comportement avant rupture est principalement représenté par un comportement élastique : la relation entre la contrainte et la déformation est linéaire et la déformation est réversible. Dans le domaine ductile, les roches subissent de grandes déformations plastiques. Après la phase de comportement élastique, la contrainte évolue peu avec la déformation, le matériau subit alors des déformations irréversibles sous forme de fluage. La transition entre élasticité et plasticité et donc entre comportement fragile et ductile dépend de la température, de la pression, du taux de déformation et de la nature du matériau. Ainsi pour le quartz, la transition a lieu autour de 350°C et pour les feldspaths autour de 500°C. La croûte continentale étant composée de quartz et de feldspaths, il en résulte que la transition entre domaine fragile et ductile ne sera pas brutale mais présentera une certaine « épaisseur » comprise entre les isothermes 350°C et 500°C.

Le régime transitoire est ainsi caractérisé par la coexistence de mécanismes de déformations fragile et ductile, qui ont pu être observés à haute température et/ou haute pression (Tullis et Yund, 1977 ; Shelton et Tullis, 1981 ; Shelton et al., 1981 ; Caristan, 1982 ; Kirby, 1983 ; Shimada et Cho, 1990 ; Tullis et Yund, 1992 ; Hirth et Tullis, 1994). Le passage d'un mécanisme à l'autre se traduit par un

changement d'orientation des failles par rapport à la contrainte normale de  $30^\circ$  à  $45^\circ$ , par une réduction de la taille des microfractures et des fissures (Fredrich et al., 1989) et une distribution plus homogène des microfractures (Shimada, 1993 ; Velde et al., 1993). La limite entre le régime fragile et transitoire est associée à l'absence d'adoucissement après le pic des contraintes et la limite entre régime transitoire et ductile est liée à la perte de dilatance (Evans et al., 1990). Dans le régime transitoire, trois comportements ont été définis sur des échantillons de quartzite : un comportement semi-fragile lié à l'activation des dislocations avec une déformation localisée, un régime ductile présentant la formation de bandes de cisaillement (l'intensité des contraintes à l'extrémité des fissures étant cependant insuffisante pour propager les fissures au travers des grains) et enfin un comportement de fluage de basse température (Ord et Hobbs, 1989 ; Hirth et Tullis, 1994). Pour Ord et Hobbs (1989), Shimada et Cho (1990) et Shimada (1993), le régime transitoire correspond une zone où la résistance de la lithosphère est constante avec la profondeur. De manière plus précise, la limite entre comportement fragile et semi-fragile correspond à l'intersection entre la courbe de la contrainte déviatorique calculée à partir du critère de Mohr–Coulomb et la loi de friction de Byerlee (cf. Figure 4 – L1). A cette transition, la création d'une fracture nécessite une contrainte aussi importante que pour l'activation d'une fracture pré-existante. La limite entre le comportement de fluage de basse température et celui de haute température (comportement ductile) est atteinte lorsque la contrainte déviatorique est égale à la pression de confinement (cf. Figure 4 – L2 : critère de Goetze ; Shimada et Cho, 1990 ; Evans et al., 1995). Une autre approche pour définir ce seuil consiste à l'assimiler à une température critique  $T_c$  (ou à une pression critique) qui correspond à l'intersection entre la courbe de la contrainte déviatorique et la loi de fluage de Weertmann (cf. Figure 4 ; Kohlstedt et al., 1995). Cette limite correspond au seuil de plasticité du minéral le moins réfractaire (Scholz, 1988). De manière générale, c'est cette dernière limite qui est utilisée pour définir le passage entre le comportement fragile (englobant alors le régime transitoire) et le comportement ductile.

Si les limites de la zone de transition peuvent être clairement définies pour une phase mono-minérale, la limite entre comportement fragile et ductile est beaucoup plus floue pour les roches présentant plusieurs phases minérales. Pour certains minéraux, le seuil de plasticité est déjà atteint, alors que pour d'autres, le comportement est encore fragile ou semi-fragile. Le comportement macroscopique de la zone concernée résulte alors de la compétition entre mécanismes de déformation fragile et de déformation ductile.

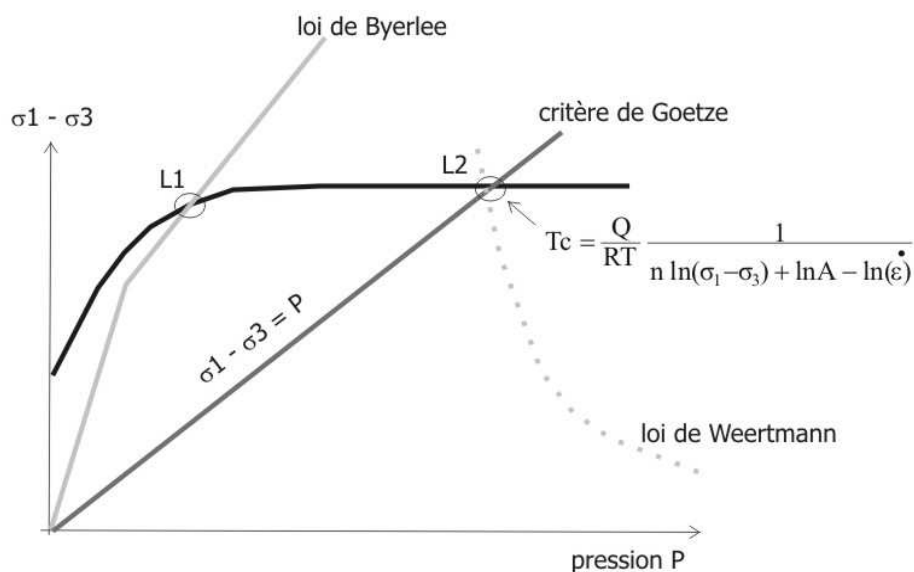


Figure 4 : Définition des transitions entre domaines fragile, transitoire et ductile pour une phase mono-minérale soumise à un taux de déformation et une température donnés. L1 correspond à la limite entre comportement fragile et semi-fragile ; L2 correspond à la limite entre fluage de basse température et fluage de haute température (comportement ductile au sens strict) (d'après Kohlstedt et al., 1995 et Bonnet, 1997).

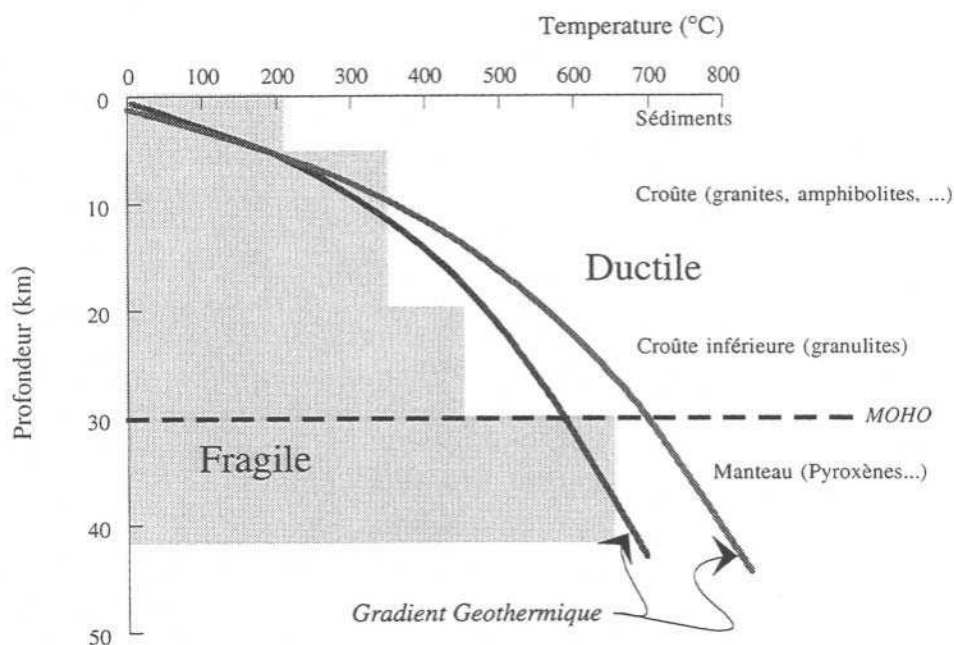


Figure 5 : Variation des comportements (fragile ou ductile) en fonction de la profondeur, de la minéralogie et du gradient géothermique (d'après Martinod, 1991)

### **c. Couplages entre les différents comportements mécaniques - Notion de profils rhéologiques**

L'ensemble de ces mécanismes, correspondant à des conditions de pression et de température différentes, ont conduit à une représentation stratifiée des comportements rhéologiques au sein de la lithosphère, sous forme de profils rhéologiques (Goetze et Evans, 1979 ; Brace et Kohlstedt, 1980 ; Kirby, 1983 ; Kuznir et Park, 1986 ; Ranalli, 1987 ; Ord et Hobbs, 1989 ; Shimada et Cho, 1990, Evans et Kohlstedt, 1995). La plupart des modèles tectoniques considèrent en effet que la rhéologie de la lithosphère présente des variations verticales, à cause de la dépendance avec la profondeur de la pression ou du gradient géothermique. Dans un plan horizontal, elle est considérée comme homogène et isotrope, ce qui n'est certainement pas le cas à l'échelle de toute une plaque (Vauchez et al., 1998). D'autres hypothèses sont également faites : la lithosphère est supposée à l'équilibre, le gradient géothermique est latéralement uniforme et la lithosphère est uniformément déformée à un taux de déformation constant sur l'ensemble de la zone considérée.

Pour construire les profils rhéologiques, il faut intégrer sur une même verticale les différences de composition de la lithosphère continentale et les différents comportements mécaniques de chaque unité pétrographique, en fonction de la profondeur et de la température. La Figure 5 présente les différentes unités pétrographiques rencontrées dans la lithosphère continentale (cf. Figure 1) ainsi que leur comportement en fonction de la température. Les gradients géothermiques indiquent l'évolution de la température en fonction de la profondeur et recoupent en alternance les niveaux fragiles et ductiles selon la profondeur et la minéralogie du milieu. De manière générale, le géotherme apparaît proche de la transition fragile/ductile (cf. Figure 5). Les transitions entre comportements fragiles et ductiles sont donc supposées être fréquentes au sein de la lithosphère. Généralement, les alternances de comportements sont limitées au nombre de 3 ou 5 en fonction du nombre d'ensembles pétrographiques considérés pour la croûte (quartz uniquement ou quartz et granulite) (Ranalli et Murphy, 1987 ; Martinod, 1991). Seuls deux mécanismes sont également considérés : la rupture fragile et le fluage ductile. Les régimes transitoires sont rarement pris en compte. La Figure 6 présente les principes de construction d'un profil rhéologique en ne considérant que deux unités pétrographiques : le quartz pour la croûte et l'olivine pour le manteau supérieur. Les transitions entre domaines fragiles et ductiles correspondent aux intersections entre la droite représentant l'évolution de la contrainte déviatorique avec la profondeur et la loi de fluage qui dépend du matériau considéré, du taux de déformation et de la température.



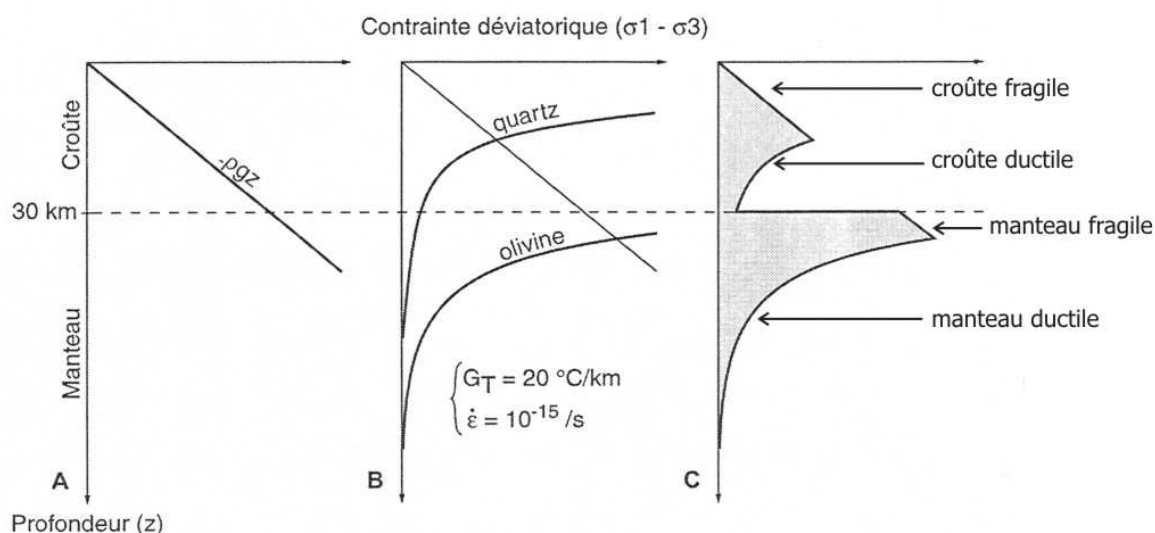


Figure 6 : Principe de construction des profils rhéologiques de la lithosphère continentale (d'après Barrier, 2003).

Quatre entités rhéologiques sont ainsi délimitées : la croûte supérieure fragile ; la croûte inférieure ductile ; le manteau supérieur fragile et le manteau inférieur ductile (cf. Figure 6). Ces profils permettent par la suite de calculer la résistance des différents niveaux en intégrant la contrainte déviatorique sur l'épaisseur du niveau considéré (aire grisée de la Figure 6). La résistance totale de chaque niveau est de l'ordre de  $10^{12}$ - $10^{13}$  N.m<sup>-1</sup> (Zoback et al., 1987 ; Sonder et England, 1986 ; Davy et Cobbold, 1991).

Ces profils rhéologiques et la résistance des différents niveaux sont dépendants du gradient géothermique choisi, du contexte tectonique et du taux de déformation, ainsi que de l'influence physique et chimique des fluides. Le gradient géothermique est important puisqu'il fixe la température au Moho, qui va conditionner la présence d'un manteau lithosphérique fragile (cf. Figure 7 ; Sonder et England, 1986 ; Davy et Cobbold, 1991). Ainsi, une augmentation de 5 mW/m<sup>2</sup> du flux de chaleur de surface peut réduire de moitié la résistance de toute la lithosphère. De même, une réduction de l'épaisseur crustale de 30 à 20 km augmenterait de quatre fois la résistance de la lithosphère en supposant le même flux de chaleur (Vauchez et al., 1998).

Le contexte tectonique intervient au niveau de la résistance des niveaux fragiles (Buck, 1991). La contrainte déviatorique augmente beaucoup plus avec la profondeur en contexte compressif ( $\sigma_1 - \sigma_3 = 2\rho g z$ ) qu'en contexte extensif ( $\sigma_1 - \sigma_3 = (2/3)\rho g z$ ) (cf. Figure 8). En remarque, la contrainte déviatorique vaut  $\rho g z$  en contexte décrochant. La présence de fluide abaisse la résistance du matériau (Evans et Kohlstedt, 1995).

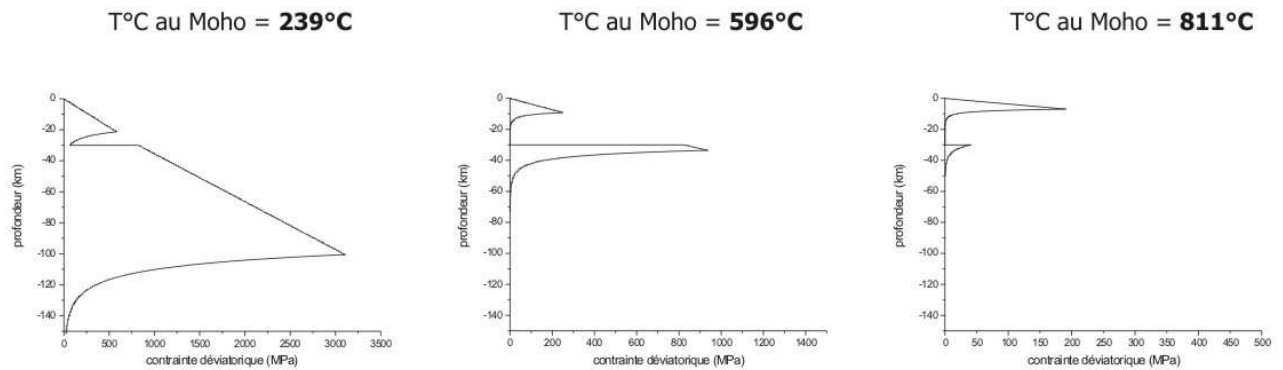


Figure 7 : Profils rhéologiques représentant la contrainte déviatorique ( $\sigma_1 - \sigma_3$ ) en fonction de la profondeur et de la température au Moho. La croûte est représentée par du quartz hydraté ; le manteau par l'olivine anhydre. Le taux de déformation est de  $10^{-15} \text{ s}^{-1}$  ( $\sim 3 \text{ cm/an}$  sur une longueur de 1000 km), en contexte décrochant. Des températures au Moho de 239, 596 et  $811^\circ\text{C}$  sont obtenues pour des flux de chaleur à la base de la lithosphère de : 15, 40 et  $55 \text{ mW.m}^{-2}$ .

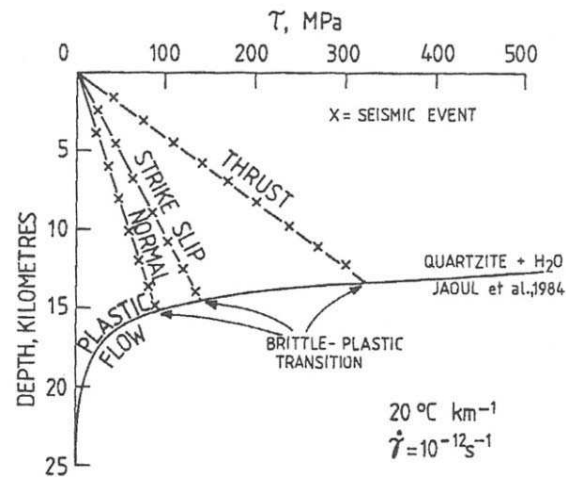


Figure 8 : Influence du contexte tectonique sur l'évolution de la contrainte cisailante  $\tau$  avec la profondeur. Le gradient géothermique est de  $20^\circ\text{C/km}$  et le taux de déformation est de  $10^{-12} \text{ s}^{-1}$  (Ord et Hobbs, 1989).

Ces profils peuvent également montrer quelques limites dans la mesure où ils sont basés sur l'extrapolation de résultats expérimentaux obtenus en laboratoire et que leur construction fait appel à de nombreuses simplifications (Ranalli, 1987 ; Paterson ; 1987). Ainsi, les expériences sont réalisées à des taux de déformation beaucoup plus forts que dans la nature ( $10^{-10} \text{ s}^{-1}$  pour les régions actives et  $10^{-17} \text{ s}^{-1}$  pour les régions stables). En laboratoire, les taux de déformation les plus faibles sont de l'ordre de  $10^{-6} \text{ s}^{-1}$  donc entre 4 et 10 ordres de grandeur supérieurs. Les résistances calculées sont donc surestimées. Les profils obtenus ne donnent qu'une limite supérieure de la contrainte déviatorique supportée par la lithosphère. De même, le critère de Coulomb (dont découle la loi de Byerlee) a été défini expérimentalement jusqu'à des pressions correspondant à des profondeurs du centre de la croûte (Byerlee, 1967 ; Jaeger et Cook, 1979). Son extrapolation linéaire à la croûte inférieure et au manteau supérieur conduit à des résistances beaucoup trop fortes (Fernández et Ranalli, 1997). Certaines études

montrent également que le coefficient de frottement devrait diminuer quand la pression augmente (Jaeger et Cook, 1979). De plus, les roches ne sont généralement pas composées d'une seule phase minérale (études sur des assemblages de Tullis et al., 1991 et Handy, 1994) et la présence de fluides laisse supposer l'existence de mécanismes de déformation chimiquement activés dans le centre de la croûte (Cox et Etheridge, 1989 ; Chester, 1995). Ainsi, d'autres mécanismes, comme la fracturation à haute pression (Shimada, 1993) ou le fluage de basse température (Ord et Hobbs, 1989) qui sont sensés remplacer la fracturation fragile lorsque la pression augmente (dans la zone de transition en particulier), ne sont pas pris en compte. Ces mécanismes ont pour effet de diminuer la dépendance de la résistance à la pression lorsque la profondeur augmente (Ranalli, 1997 ; Fernández et Ranalli, 1997). Il existe enfin une dépendance inverse de la résistance à la compression en fonction de la taille de l'échantillon (Mogi, 1962 ; Bieniawsky, 1968 ; Heuze, 1980 ; Cunha, 1990). La résistance se trouve ainsi abaissée d'un ordre de grandeur entre un échantillon de quelques centimètres et de un mètre (Lockner, 1995).

Toutes ces incertitudes sur la définition des profils rhéologiques conduisent actuellement à la confrontation entre deux types de profils pour représenter la lithosphère continentale : les profils classiques donnant une résistance importante au manteau (cf. Figure 6) et un modèle plus récent donnant la croûte comme support de la résistance de la lithosphère (Jackson, 2002). Dans la mesure où il existe un consensus qui considère que la couche la plus résistante détermine le comportement de toute la lithosphère (Vilotte et al., 1982 ; England, 1983), la question de savoir si la résistance de la lithosphère continentale est principalement supportée par la croûte fragile ou par le manteau fragile est donc fondamentale. La confrontation des profils avec les données de distribution des séismes et de gravimétrie est à l'origine de ces deux modèles de profils rhéologiques.

La Figure 9 présente une série de profils rhéologiques obtenus à partir d'expériences en laboratoire en considérant différentes combinaisons de matériaux (hydratés ou non) pour représenter la croûte supérieure, la croûte inférieure et le manteau supérieur. La Figure 9-A présente l'ensemble des résultats expérimentaux pour un Moho situé à 40 km et un flux de chaleur en surface de  $60 \text{ mW.m}^{-2}$ .

Le profil B de la Figure 9 représente la conception classique des profils de résistance pour un flux de chaleur moyen. Un flux de chaleur plus important sur ce type de stratification pourrait également conduire à diminuer fortement la résistance de la lithosphère (cf. Figure 7). Dans le cas d'un flux de chaleur moyen, les profils classiques donnent une grande importance à la partie mantellique frictionnelle, qui fournit alors l'essentiel de la résistance mécanique de la lithosphère (Chen et Molnar, 1983 ; Sonder et England, 1986 ; Molnar, 1992). Ce type de profil présente un fort découplage entre la croûte supérieure et le manteau supérieur par l'intermédiaire d'une croûte inférieure ductile de faible résistance. Il s'appuie sur des enveloppes théoriques vérifiées expérimentalement pour la croûte, mais probablement surestimées à des pressions plus élevées. De plus, la possible variation de teneur en fluides dans la croûte inférieure n'est pas prise en compte. De bonnes relations sont cependant observées entre la distribution des séismes et celle des couches fragiles (Sibson, 1982 ; 1984 ; Ord et Hobbs, 1989). L'analyse de la sismicité montrait une limite inférieure de la croûte autour de 10km (Miller et Furley, 1988). Dans le manteau, la sismicité n'est visible que pour une température inférieure à  $600^{\circ}\text{C}$  (Chen et Molnar, 1983 ; Wiens et Stein, 1983). Ces observations sont compatibles avec la plupart des profils calculés.

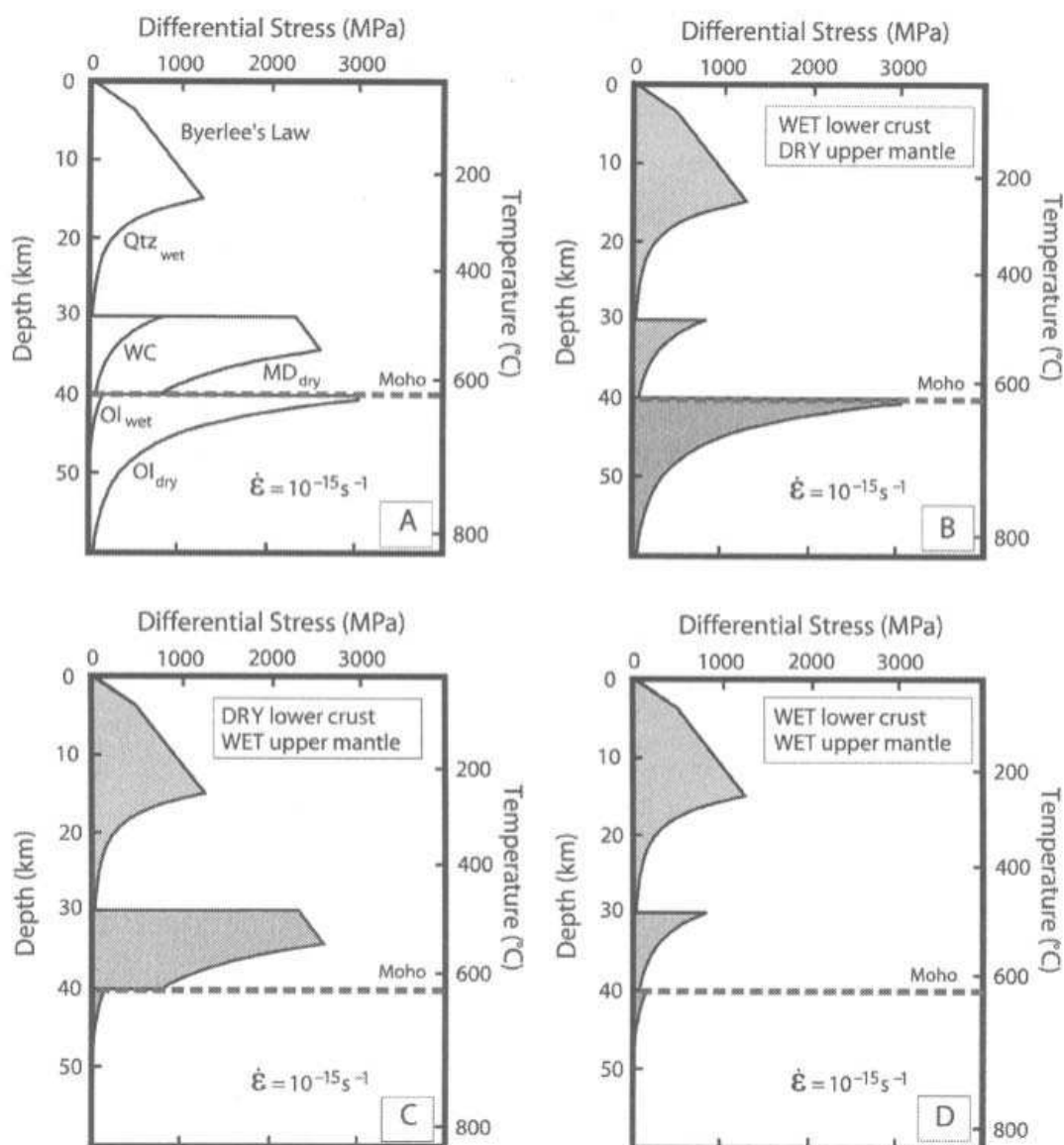


Figure 9 : Profils rhéologiques d'après Mackwell et al., 1998 montrant l'influence de la teneur en eau sur la résistance de la lithosphère. Le Moho est à 40 km de profondeur et le flux de chaleur en surface est de  $60 \text{ mW m}^{-2}$ . Le taux de déformation est de  $10^{-15} \text{ s}^{-1}$ . La croûte supérieure est constituée de quartz hydraté (Qtz) ; WC= granulite hydratée, MD= diabase déshydratée, Ol = olivine. A = compilation des résultats expérimentaux ; B = profil rhéologique classique ; C = profils correspondant aux conditions de certains boucliers continentaux (Nord de l'Inde par exemple) ; D = Profil rhéologique proposé par Jackson (2002) pour représenter la plupart des domaines continentaux.

Les profils C et D de la Figure 9 représentent la conception plus récente des profils rhéologiques dans lesquels la résistance de la lithosphère est supportée principalement par la croûte. La ré-évaluation de la profondeur des séismes liée à une meilleure qualité des données depuis l'étude de Chen et Molnar (1983) a conduit à une meilleure détermination de la profondeur du Moho et indique que la sismicité est crustale. La lithosphère continentale ne semble posséder qu'une seule couche sismogénique, qui est la croûte supérieure. Dans certains cas (nord de l'Inde et du Tien Shan), elle peut être étendue à l'ensemble de la croûte mais aucune sismicité significative n'a été mise en évidence dans le manteau (Maggi et al., 2000). Les épaisseurs élastiques calculées précédemment étaient surestimées et conduisaient à admettre un comportement élastique à des températures beaucoup trop élevées (McKenzie et Fairhead, 1997). L'épaisseur élastique de la lithosphère correspond à l'épaisseur d'une plaque mince rigide qui présenterait le même fléchissement que la lithosphère sous une charge. D'après McKenzie et Fairhead (1997), cette épaisseur élastique serait inférieure à l'épaisseur sismogénique (qui est l'épaisseur de la couche cassante et élastique) et serait dans tous les cas inférieure à l'épaisseur de la croûte. Les fortes contraintes déviatoriques atteintes dans les profils classiques au niveau du manteau sont également remises en cause (Le Pichon et Chamot-Rooke, 1991). En effet, les paléo-piézomètres ne donnent pas de valeur de contrainte déviatorique supérieure à 100 MPa (Carter et Tsenn, 1987). L'existence d'une zone de transition semi-cassante, dans laquelle divers mécanismes diminuent la contrainte déviatorique, a déjà été abordée (Kohlstedt et al., 1995 ; Chester, 1995). La présence d'eau (même quelques ppm) dans le manteau serait également capitale dans la réduction de sa résistance (Hirth et Kohlstedt, 1996 ; Mackwell et al., 1998). Le manteau peut contenir de l'eau par percolation à long terme des fluides métasomatiques ou par un apport lié à un épisode de subduction. Cet enrichissement en eau du manteau est rendu possible grâce à la forte perméabilité de l'olivine. La prise en compte de péridotite (composée majoritairement d'olivine) hydratée comme composition du manteau réduit effectivement drastiquement la résistance de celui-ci (cf. Figure 9). Dans certaines zones boucliers (socle ancien), la résistance plus forte de la croûte inférieure (cf. Figure 9-C) peut être due au manque ou à la perte d'eau. De plus, dans ces zones anciennes, le Moho peut agir comme une barrière à la percolation des fluides depuis le manteau (Jackson, 2002).

Dans le nouveau modèle de Jackson (2002), la résistance de la plupart des domaines continentaux est assurée par la croûte supérieure fragile (cf. Figure 9-D).

L'apparition récente de ce nouveau modèle de stratification rhéologique et les débats qui l'accompagnent montre que la rhéologie de la lithosphère est encore mal connue et que les simplifications utilisées ne sont pas toujours à même de la représenter. Les mêmes problèmes se posent lorsqu'il s'agit de la modéliser. En effet, la modélisation nécessite de simplifier encore la rhéologie de la lithosphère pour ne garder que les comportements pertinents permettant de comprendre les déformations observées.

## 1.2. Les modèles lithosphériques existants

Avec la modélisation se pose le problème du comportement moyen de la lithosphère continentale. A partir des comportements décrits précédemment (fragile et ductile), plusieurs types de modèles ont été développés, privilégiant l'un ou l'autre des comportements. Depuis ces vingt-cinq dernières années, trois écoles ont émergé : la première consiste à considérer la lithosphère comme un milieu plutôt ductile, la deuxième met en avant son caractère fragile, et la troisième considère que le couplage entre comportement fragile et ductile est indispensable.

### a. Modèles « mous »

Dans la mesure où la déformation s'effectue sur plusieurs millions d'années et apparaît quasi-statique à l'échelle d'une vie humaine, le processus de déformation peut être considéré comme continu. La lithosphère continentale présente donc plutôt une réponse ductile. Cette approche a été établie sur la base d'observations géologiques qui mettent en évidence une grande dispersion spatiale des séismes et la faible longueur des failles sismiquement actives. La déformation semble contrôlée par la déformation du manteau ductile qui entraîne de manière passive la croûte. Dans la croûte, la déformation est homogénéisée par un grand nombre de petites failles. La lithosphère est alors représentée par un comportement visqueux ; cette approche a été principalement appliquée dans des modèles numériques (Bird et Piper, 1980 ; Vilotte et al., 1982 ; 1984, 1986 ; England et McKenzie, 1982 ; Sonder et England, 1986, 1989, England et Houseman, 1985 ; Houseman et England, 1986 ; Bird, 1989 ; England et Jackson 1989 ; Houseman et England, 1993). Ces modèles, qui appliquent les concepts de la mécanique des milieux continus, font l'hypothèse que le cisaillement en base de lithosphère est négligeable (approximation des plaques minces) et que le comportement ductile suit des lois de fluage ( $\dot{\varepsilon} = \tau^n$  avec  $\dot{\varepsilon}$ , le taux de déformation ;  $\tau$ , la contrainte déviatorique et  $n$  un exposant variant entre 1 et 10). Des lois élasto-visco-plastiques ont également été utilisées (Vilotte et al., 1982 ; 1984 ; 1986). Les équations sont résolues en 2D en intégrant les lois constitutives sur une même verticale. Dans les premiers modèles type éléments finis (Vilotte et al., 1982, 1984 ; England et al., 1985) ou de type différence finie (England et McKenzie, 1982 ; 1983), les lois de fluage n'ont pas de dépendance avec la température et donc la profondeur, et le profil de vitesse est constant avec la profondeur. La déformation de la lithosphère est alors homogénéisée au-delà d'une grandeur caractéristique correspondant à l'épaisseur de la lithosphère. Par la suite, les modèles ont été améliorés pour rendre compte de la distribution hétérogène des déformations. Ainsi, par exemple, la prise en compte des forces gravitaires (Houseman et England, 1986, 1993, 1996 ; Vilotte et al., 1986 ; England et Molnar, 1997) permet à la lithosphère modélisée de s'épaissir ou de s'amincir lorsque la contrainte déviatorique dépasse la contrainte cisailante.

Cette approche d'une lithosphère uniquement visqueuse nécessite de se placer à une échelle au-delà de laquelle les discontinuités de déplacements le long des failles peuvent être négligées. De même, l'absence de cisaillements horizontaux ne permet pas aux instabilités liées au litage rhéologique vertical (boudinage ou flambage) de se développer. Ces instabilités peuvent avoir des longueurs d'ondes supérieures à 200 km (Martinod et Davy, 1992). Les modèles 2D « mous » impliquent donc une longueur d'homogénéisation minimale des discontinuités locales de 50 à 200 km (Vilotte et al.,

1982 ; Vilotte et al., 1986 ; Houseman et England, 1986, 1993 ; Cohen et Morgan, 1986). Une telle échelle d'homogénéisation est cependant remise en cause par l'existence de failles de plusieurs centaines de kilomètres et par le caractère fractal des failles (Okubo et Aki, 1987 ; La Pointe, 1988 ; Hirata, 1989 ; Scholz et Cowie, 1990 ; Vignes-Adler et al., 1991 ; Barton et Zoback, 1992).

## **b. Modèles « cassants »**

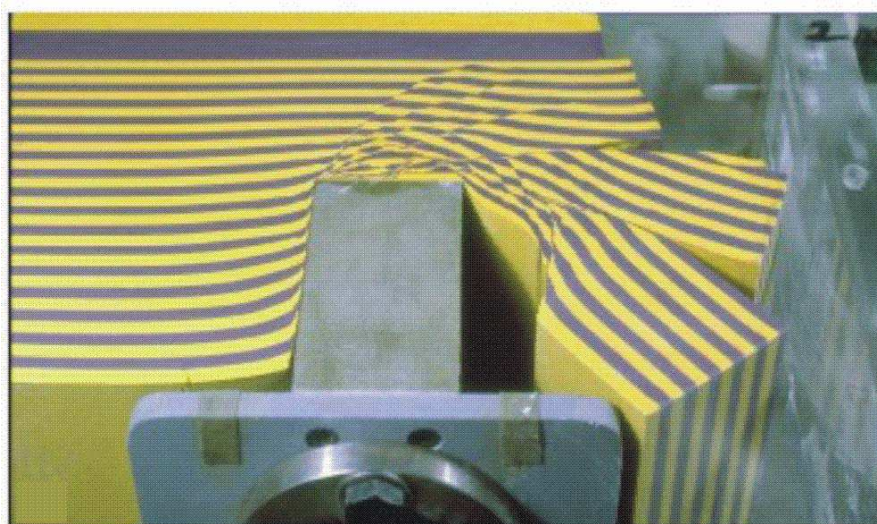


Figure 10 : Indentation de plasticine (selon les expériences de Tapponnier).

Dans les modèles « cassants », seul le comportement élastique/fragile de la lithosphère est pris en compte. Toute la déformation imposée aux limites de plaque est accommodée par quelques grandes failles dont les longueurs sont très largement supérieures à l'épaisseur de la lithosphère et dont les rejets peuvent être de l'ordre d'une centaine de kilomètres. Cette approche se fonde sur l'observation de grands décrochements tels que la faille de l'Altyn Tagh, la faille de la Rivière Rouge en Asie ou encore la faille Nord-Anatolienne. Elle a conduit à la mise en place d'expériences monocouches en plasticine dont la déformation se traduit par la mise en place de grands décrochements (Tapponnier et al, 1982 ; Peltzer et al., 1984 ; Peltzer et Tapponnier, 1988). Ces modèles, supposant une déformation plane (Tapponnier et al, 1982), conduisent à l'expulsion latérale de blocs rigides coulissant les uns par rapport aux autres le long de grands décrochements (cf. Figure 10). La localisation est induite par le caractère adoucissant du matériau utilisé, qui se traduit par une chute des contraintes lorsque les failles apparaissent (cf. comportement fragile, Figure 3). La nature tridimensionnelle des déformations a été prise en compte dans des modèles plus tardifs (Peltzer, 1988).

### c. Modèles « stratifiés » : expérimentaux et numériques

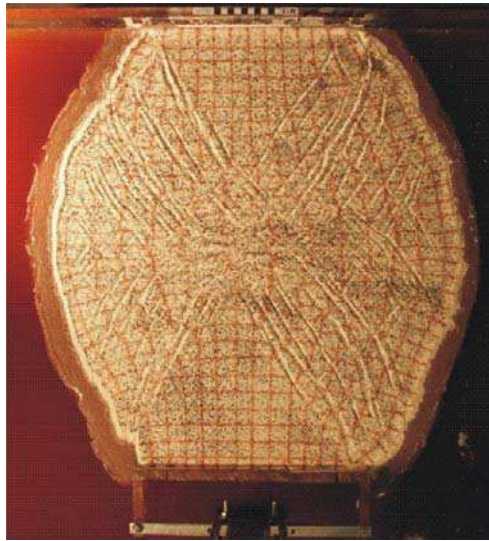


Figure 11 : Expérience de collision sur un milieu rhéologiquement stratifié (sable/silicone).

Les modèles stratifiés prennent en compte les interactions mécaniques pouvant avoir lieu entre niveaux fragiles et niveaux ductiles. Ces stratifications ont été initialement représentées dans des expériences réalisées en laboratoire en associant matériaux fragiles (sable) et ductiles (silicone) et flottant sur un matériau plus dense permettant de prendre en compte les forces gravitaires s'exerçant sur la lithosphère (Davy, 1986 ; Davy et Cobbold, 1988 ; Davy et al., 1990 ; Davy et Cobbold, 1991 ; expériences reprises par la suite par de nombreux auteurs). Les principales applications de ce type d'expériences sont données dans le chapitre II. Dans ces expériences, la localisation intervient plus tardivement que dans les modèles dits « cassants ». Elle résulte de la croissance et de la connexion de failles, qui conduisent la mise en place de réseaux complexes de failles (cf. Figure 11). Ces réseaux ainsi obtenus répondent aux géométries fractales introduites par Aviles et al. (1987) et Okubo et Aki (1987) pour décrire les structures des failles géologiques.



Ce type d'expériences permet d'appréhender le rôle de la stratification rhéologique sur l'évolution de la déformation lithosphérique et de la fracturation (Sornette et al., 1993 ; Davy et al., 1995 ; Bonnet, 1997). Ainsi, la résistance relative des niveaux fragiles et ductiles apparaît comme primordiale dans la mise en place de la fracturation. Plus la résistance du niveau ductile est importante, moins le réseau de failles sera localisé. Le rôle du couplage a été illustré dans de nombreux modèles expérimentaux (synthèse de Brun, 2002) et numériques (Bellahsen et al., 2003 ; Wijns et al., 2004). La Figure 12 présente le rôle d'une couche visqueuse sur la mise en place d'un réseau de failles normales : plus la vitesse d'extension est faible, plus la résistance de la couche visqueuse est faible (pour une même viscosité), et moins la déformation sera localisée. La rhéologie du système va ainsi influencer la répartition des failles mais également les relations décrites par la suite entre longueurs des failles et déplacements (Bellahsen et al., 2003). On peut cependant noter que si le rôle du couplage fragile/ductile est illustré dans de nombreuses expériences, la mécanique du couplage est encore mal comprise.

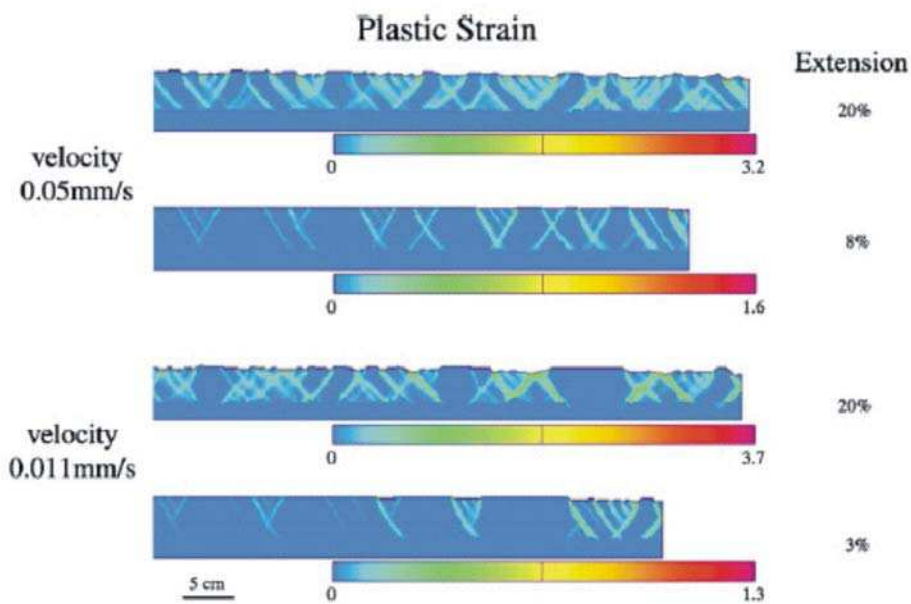


Figure 12 : Extension d'une couche élasto-plastique couplée à une couche visqueuse. Les expériences du haut sont déformées à une vitesse de 0.05mm/s, contre 0.011mm/s pour celles du bas. La résistance de la couche visqueuse est donc plus faible dans les expériences du bas que dans celles du haut (d'après Bellahsen et al., 2003).

## 2. Les échelles de localisation

Si le comportement mécanique de la lithosphère en profondeur n'est pas clairement défini, la présence de failles à sa surface indique que la localisation de la déformation est un mécanisme essentiel de la déformation de la lithosphère. Le paragraphe 2.1 décrit les principales caractéristiques des réseaux de failles observés à la surface de la lithosphère. Le paragraphe 2.2 reprend la question posée de façon implicite avec la définition du comportement moyen de la lithosphère pour la modélisation, à savoir à quelle échelle se fait la localisation.

### 2.1. Descriptions des réseaux de fractures

Le terme de fracture est ici appliqué à toute discontinuité présente dans le sous-sol allant de l'échelle millimétrique à kilométrique et englobe les joints ou les failles. Le terme faille est plus particulièrement employé lorsqu'un déplacement ou un rejet peut être défini le long de la fracture.

#### a. Notion d'invariance d'échelle

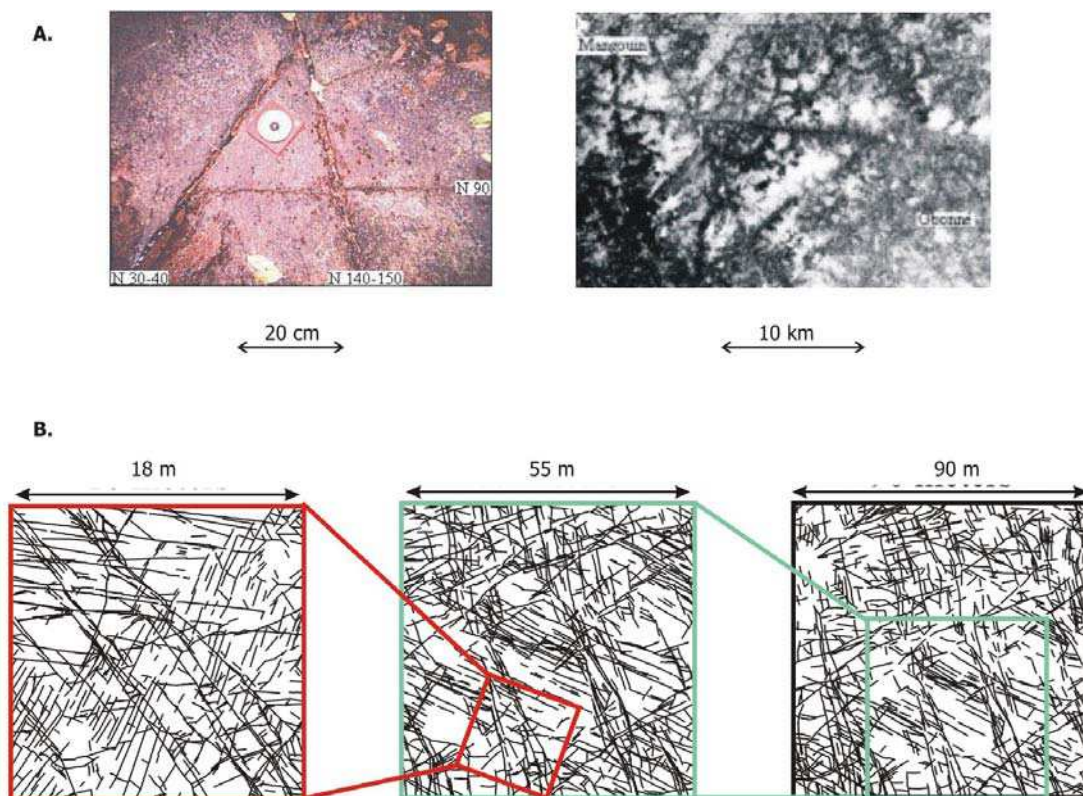


Figure 13 : Réseaux de failles observés à différentes échelles : A- Photo d'affleurement et image SPOT du domaine archéen situé à l'ouest de la Côte d'Ivoire (F. Kouamé, 1999). B-Réseau de failles de Hornelen cartographié à différentes échelles (d'après Odling, 1992)

L'observation des réseaux de fractures a montré que celles-ci s'organisent en réseaux complexes observables à toutes les échelles : de l'échelle de l'échantillon et de l'affleurement à l'échelle d'un continent. La Figure 13 présente différents réseaux de fractures à des échelles d'observation

différentes. Le réseau à l'échelle de l'image satellitaire a un fort degré de ressemblance avec le réseau d'un affleurement métrique (cf. Figure 13-A). Ce degré de ressemblance, observé également par Tchalenko (1970), a conduit à supposer que les réseaux de fractures sont auto-similaires, c'est-à-dire invariant en fonction de l'échelle d'observation (Allègre et al., 1982 ; King, 1983 ; Turcotte, 1986) et qu'ils occupent un espace de dimension fractionnaire (dimension fractale introduite par Mandelbrot, 1982). Une des caractéristiques importantes de la théorie fractale est le défaut d'échelle d'homogénéisation ou de volume élémentaire représentatif. Ainsi les petites structures ne doivent pas être considérées comme du bruit mais sont directement reliées aux grandes structures lors de la formation du réseau. Bien sûr, dans le cas de réseaux de failles naturels, il existe des échelles naturelles de coupure (inférieure et supérieure) au-delà desquelles le réseau de failles et donc son caractère fractal, s'il existe, ne peuvent plus être définis.

Cette analyse multi-échelle s'est particulièrement développée au cours de ces quinze dernières années pour caractériser la distribution spatiale des failles (Barton et Larsen, 1985 ; Okubo et Aki, 1987 ; Aviles et al., 1987 ; La Pointe, 1988 ; Hirata, 1989 ; Davy et al., 1990 ; Odling, 1992 ; Gillespie et al., 1993 ; Gautier et Lake, 1993) ou la distribution des longueurs de failles (Reches, 1976 ; Segall et Pollard, 1983b ; Reches, 1986 ; Gudmunsson, 1987, Villemin et Sunwoo, 1987, Childs et al., 1990 ; Main et al., 1990 ; Scholz et Cowie, 1990 ; Gautier et Lake, 1993 ; Davy, 1993).

Les lois d'échelle qui ressortent de la théorie fractale permettent de décrire les réseaux de failles comme un système cohérent à toutes les échelles. Elles présentent l'avantage de pouvoir prédire la nature de la fracturation sous l'échelle de résolution de la sismique dans l'industrie pétrolière, par exemple. Ces lois d'échelles pourront également par la suite nous renseigner sur les processus de croissance des réseaux de failles.

## **b. Distribution spatiale des réseaux de failles**

La distribution spatiale des réseaux de failles est généralement analysée en 2D et présente pour de nombreux auteurs des relations d'échelles (Barton et Larsen, 1985 ; Okubo et Aki, 1987 ; Aviles et al., 1987 ; Lapointe, 1988 ; Hirata, 1989 ; Davy et al., 1990 ; Velde et al., 1991 ; Vignes-Adler et al., 1991 ; Barton et Zoback, 1992 ; Matsumoto et al., 1992 ; Gautier et Lake, 1993 ; Ouillon et al., 1996). Les lois d'échelles se présentent sous la forme de lois de puissance, dont l'exposant est relié à la dimension fractale  $D$ .

Une des méthodes les plus utilisées pour le calcul de la dimension fractale est la méthode du recouvrement ou « box-counting method », qui consiste à compter le nombre  $N(r)$  de boîtes de taille  $r$  nécessaire à recouvrir l'objet fractal, de telle sorte que :  $N(r) \sim r^{-D}$ .

De manière assez similaire, la méthode de variation de masse consiste à calculer la masse  $M(r)$  de l'objet comprise dans un cercle de rayon  $r$  de façon à obtenir la relation suivante :  $M(r) \sim r^D$ .

La fonction de corrélation à deux points (Hentschel et Proccacia, 1983) appliquée aux barycentres des failles ou la généralisation de la méthode du box-counting au concept de multi-fractalité (Hentschel et Proccacia, 1983 ; Grassberger, 1983) permettent également d'obtenir la dimension fractale d'un objet.

L'ensemble des méthodes permettant de déterminer les exposants des lois de puissance et la dimension fractale d'un réseau de fractures est détaillé dans la synthèse de Bonnet et al. (2001).

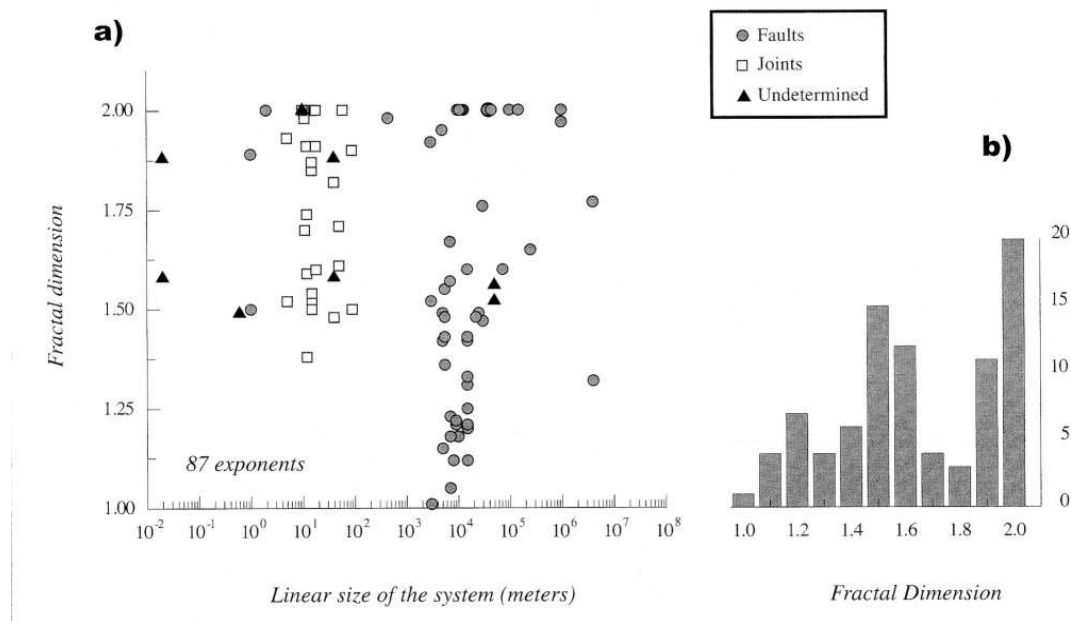


Figure 14 : Compilation des dimensions fractales trouvées dans la littérature (Bonnet, 2001). a) Dimension fractale en fonction de la taille des systèmes étudiés ; b) Histogramme des dimensions fractales.

La Figure 14 présente les différentes dimensions fractales calculées sur des réseaux de failles ou de joints, principalement à partir de la méthode du box counting. Les valeurs sont comprises entre 1 et 2 qui sont les deux limites possibles pour un objet fractal contenu dans un plan (2D). Une dimension de 2 correspond à un réseau de failles occupant tout l'espace et une dimension de 1 correspond à une structure linéaire. L'histogramme de la Figure 14-b montre quand même deux pics dans les valeurs des dimensions fractales : un à 2 et un à 1.5. Cette variation de manière presque continue de la dimension fractale de 1 à 2 obtenue à partir de la méthode de recouvrement serait due à une mauvaise adaptation de la méthode de recouvrement aux réseaux de failles. En effet, cette méthode est très sensible aux effets de bords et de taille finie (Viscek, 1992 ; Walsh et Watterson, 1993 ; Ouillon et Sornette, 1996 ; Bour, 1997). Un échantillonnage insuffisant des fractures pour les réseaux les moins denses peut être également responsable de la grande variabilité dans les exposants calculés sur un même site (Barton, 1995 ; Berkowitz et Hadad, 1997). L'autre explication à cette variabilité des exposants calculée sur l'ensemble du réseau de failles consiste à dire que la distribution de failles n'est pas fractale (Odling, 1992 ; Ouillon et al., 1996 ; Berkowitz et Hadad, 1997). Pour Chiles (1988), la dimension de similarité varie de façon continue avec l'échelle.

La dimension fractale calculée à partir de la fonction de corrélation à deux points donne en revanche des dimensions moins dispersées. Cette dimension mesurée sur les barycentres des failles ne prend pas en compte l'information de la longueur des failles, mais est plus robuste statistiquement. Bonnet (1997) trouve une dimension de 1.7 sur un réseau de failles de l'Afar. Bour et Davy (1999) obtiennent une dimension de 1.65 sur le réseau de failles de San Andreas. Giaquinta et al (1999)

obtiennent sur des réseaux de failles de dimensions de corrélation de 1.45 à 1.65. Des dimensions de 1.7 ont également été obtenues dans des expériences analogiques de la déformation lithosphérique (Sornette, 1990 ; Bonnet, 1997). De même, la dimension fractale du réseau de Hornelen (cf. Figure 13) calculée sur les barycentres des failles est de 1.8. A la vue de ces résultats, la distribution des barycentres des failles apparaît fractale. En revanche, l'intégration de l'information de la longueur des failles dans la fonction de corrélation, qui conduit à calculer une dimension de masse, montre que l'occupation spatiale des failles ne l'est plus (Bour 1997).

Des distributions non-fractales ont également été observées. Ouillon et al. (1996) trouvent sur des réseaux de joints des dimensions de 2 (calculées à partir de la fonction de corrélation). Cette dimension de 2 calculée sur les réseaux de joints a également été trouvée par Odling (1992) et Gillespie et al. (1993). Certains réseaux de fractures peuvent donc être caractérisés par des lois d'échelles simples, non fractales (Chiles, 1988 ; Odling, 1992 ; Gillespie et al., 1993). Les réseaux de joints sont régulièrement espacés et sont contenus dans des couches sédimentaires dont l'épaisseur joue le rôle d'échelle caractéristique. Tous les réseaux de joints ne présentent cependant pas des dimensions de 2 (cf. les réseaux de joints de Whinney Hill, de Hornelen et de Lannon ; Bour, 1997).

De manière générale, la distribution des barycentres des failles semble présenter une organisation fractale pour les réseaux de failles. En revanche, l'occupation spatiale du réseau de failles ne semble pas répondre à la théorie fractale. Une telle organisation implique des corrélations entre la position, l'orientation et la longueur des fractures.

### **c. Distribution des longueurs**

De nombreux auteurs ont caractérisé les réseaux de failles par la distribution de leurs longueurs. Il semblerait que la nature de la distribution rencontrée dépende du degré d'évolution du système (de la quantité de déformation accommodée) (Meyer et al., 2002 ou modèles de Cladouhos et Marrett, 1996 ; Spyropoulos et al., 2002 ; Hardacre et Cowie, 2003) ou du régime de déformation (Sornette et al., 1993 ; Davy et al., 1995 ; Bonnet, 1997).

Quatre types de distributions ont été observés : la distribution lognormale, la distribution en loi exponentielle, la distribution en loi de puissance et la distribution Gamma.

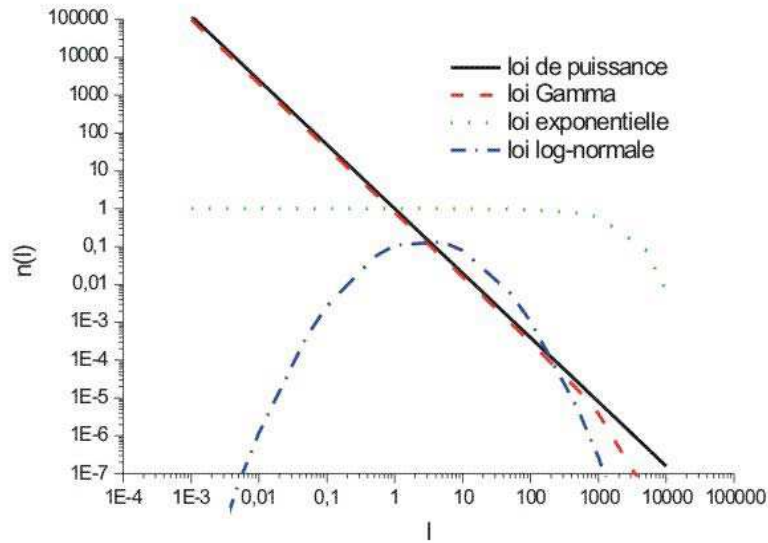


Figure 15 : Schéma des différentes distributions de longueurs de fractures rencontrées.

$l$  : longueur ;  $n(l)$  : nombre de fracture de longueur  $l$  dans une échelle log-log.

#### **Loi log-normale :**

$$n(l) = \frac{1}{l\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(\log(l) - \langle \log(l) \rangle)^2}{2\sigma^2}\right) \quad (1-5)$$

$l$  est la longueur des fractures,  $\langle \log(l) \rangle$  est la moyenne logarithmique des longueurs et  $\sigma$  la variance.

Cette loi classiquement utilisée pour décrire la distribution des longueurs (Priest et Hudson, 1981 ; Rouleau et Gale, 1985) présente une densité de failles avec un maximum (cf. Figure 15). Cette caractéristique est contradictoire avec les observations géologiques qui montrent que plus les failles sont petites, plus elles sont nombreuses. Des effets de résolution ou de troncature, dans les cas où l'échantillonnage est incomplet, sont peut-être à l'origine de l'observation de cette distribution (Einstein et Baecher, 1983 ; Segall et Pollard, 1983). En effet, une distribution en loi de puissance favorisée pour sa signification plus importante en terme de croissance de failles (Barton et Zoback, 1992) peut conduire à une distribution lognormale, en présence d'une longueur caractéristique dans le système (comme une épaisseur de couche lithologique par exemple) (Odling et al., 1999).

#### **Loi exponentielle :**

$$n(l) = A_2 \exp\left(-\frac{l}{l_0}\right) \quad (1-6)$$

$A_2$  est une constante,  $l_0$  est la longueur caractéristique.

Cette loi a été en particulier utilisée pour décrire la longueur caractéristique des discontinuités dans les milieux continentaux (Cruden, 1977 ; Hudson et Priest, 1979, 1983 ; Priest et Hudson, 1981 ; Nur, 1982). La longueur caractéristique  $l_0$  reflète une longueur physique dans le système comme l'épaisseur d'une couche sédimentaire ou de la croûte fragile (Cowie, 1998). Des simulations numériques (Cowie et al., 1995, Spyropoulos et al., 2002) et expérimentales (Bonnet, 1997) associent une distribution en loi exponentielle des longueurs de failles aux tout premiers stades de la déformation, dans lesquels la nucléation des fractures prévaut sur les processus de croissance et de connexion. Des distributions exponentielles de longueur ont été trouvées en domaine continental sur des réseaux de fractures par Nur (1982) et sur des réseaux de failles par Thoué (1993), Hayward et al. (1995) ou dans les modèles expérimentaux de Clifton et al. (2000). De même, la distribution des longueurs de failles de part et d'autres des rides médio-océaniques suit une loi exponentielle (Cowie et al., 1993 ; Carbotte et McDonald, 1994). Pour Spyropoulos et al. (2002), la loi exponentielle est également caractéristique d'un stade de déformation importante. C'est pourquoi des distributions en lois exponentielles sont observées dans la lithosphère océanique où les déformations sont supérieures d'un ordre de magnitude par rapport au continent. Pour de fortes déformations, les failles atteignent un régime de saturation dans lequel les cracks de la taille du système sont espacés de manière régulière, avec un espacement correspondant à l'épaisseur de la couche fragile. Des distributions montrant le passage d'une loi de puissance à exponentielle ont également été observées sur une population de failles dans le domaine océanique de l'est Pacifique (Cowie et al., 1994 ; Bohnenstiehl et Carbotte, 2001). L'observation de distributions exponentielles pourrait cependant tout aussi bien provenir d'un défaut d'échantillonnage (Hardacre et Cowie, 2003).

### **Loi de puissance :**

$$n(l) = A_3 l^{-a} \quad (1-7)$$

$A_3$  est une constante,  $a$  est l'exposant de la loi de puissance.

La loi de puissance est majoritairement utilisée depuis plus d'une vingtaine d'années pour caractériser la distribution des longueurs de failles dans la croûte continentale (Segall et Pollard, 1983 ; Reches, 1986 ; Gudmunsson, 1987 ; Villemain et Sunwoo, 1987 ; Hirata, 1989 ; Childs et al., 1990, Main et al., 1990 ; Scholz et Cowie, 1990 ; Marrett et Allmendinger, 1990, 1992 ; Walsh et al., 1991 ; Gauthier et Lake, 1993 ; Ouillon et al., 1996 ; Ackermann et Schlische, 1997 ; Scholz, 1997 ; Bour et Davy, 1999 ; Odling et al., 1999).

Une de ses caractéristiques importantes est de ne pas présenter de longueur (ou échelle) caractéristique (cf. 2.1.a. Notion d'invariance d'échelle). Dans la nature, les échelles d'observation sont bien sûr limitées ; ce qui conduit à limiter le domaine de validité de la loi de puissance. Comme pour le calcul de la dimension fractale, la détermination de l'exposant «  $a$  » dépend de la qualité de l'échantillonnage. Il peut être calculé à partir de la distribution cumulée, de la distribution de densité ou de la distribution en fréquence (cf. Bonnet, 2001 ; pour le détail des méthodes de calculs).

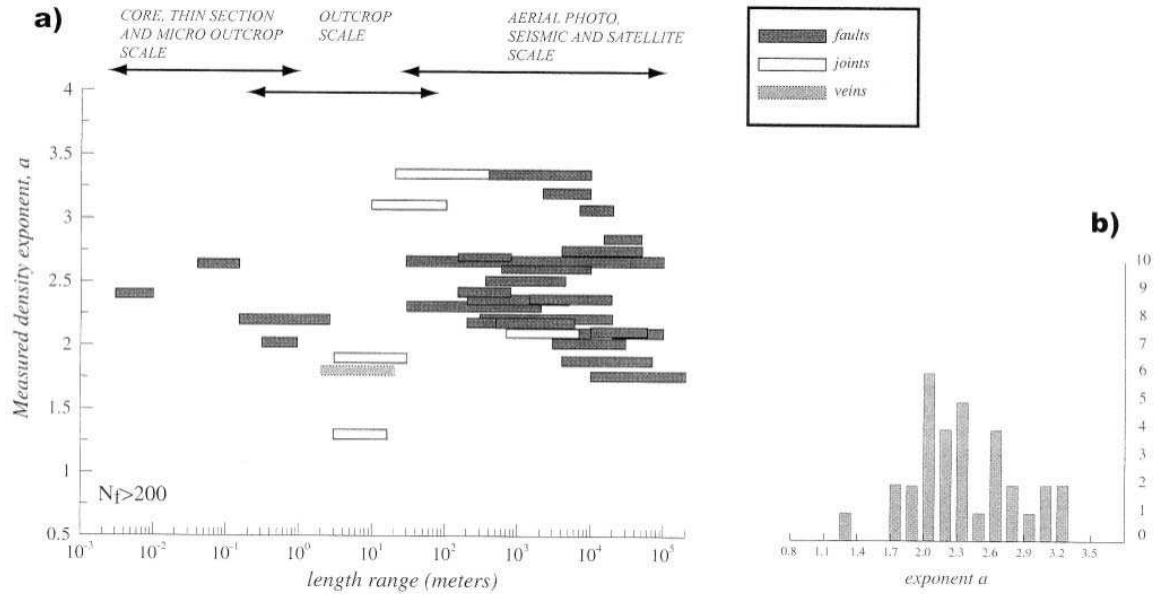


Figure 16 : Compilation des exposants des lois de puissance définies pour la distribution des longueurs de failles de réseaux naturels (Bonnet 2001). a) exposant  $a$  en fonction de la gamme des échelles sur lesquelles il a été calculé. b) histogramme des exposants  $a$ .

La Figure 16 présente la compilation des exposants des lois de puissance trouvées pour des réseaux de failles naturelles (les références peuvent être trouvées dans Bonnet, 2001). La compilation ne reprend que les exposants les plus fiables statistiquement. Les exposants calculés sur des réseaux de failles varient entre 1.3 et 3.5 avec une concentration plus forte des exposants entre 1.7 et 2.75 autour d'une valeur moyenne de 2.

La loi de puissance apparaît comme un modèle adapté pour décrire la distribution des longueurs d'un grand nombre de fractures.

Dans des modèles numériques, pour une même population de failles, le passage d'une loi de puissance à petite échelle à une loi exponentielle à grande échelle a également été observé (Hardacre et Cowie, 2003).

### **Loi Gamma :**

$$n(l) = A_4 l^{-a+1} \exp\left(-\frac{l}{l_0}\right) \quad (1-8)$$

$A_4$  est une constante,  $-a+1$  est l'exposant de la loi de puissance et  $l_0$  la longueur caractéristique

La loi Gamma combine une loi de puissance et une loi exponentielle et a été développée pour décrire les propriétés statistiques des failles ou des séismes (Davy, 1993 ; Main, 1996 ; Kagan, 1997 ; Sornette et Sornette, 1999). La longueur caractéristique  $l_0$  correspond à la longueur de corrélation spatiale et donne la limite supérieure de validité de la loi de puissance (Stauffer et Aharony, 1992). Elle dépendrait également de la quantité de déformation accumulée (Main et Burton, 1984). Lorsque la longueur caractéristique est supérieure à la taille du système considéré, la loi Gamma se comporte



exclusivement comme une loi de puissance. L'utilisation de la loi Gamma sur la distribution des longueurs du réseau de failles de San Andreas donne une valeur de  $a$  de 2.3 et une longueur caractéristique de 24 km (Davy, 1993).

L'ensemble des observations sur la distribution des barycentres comme des longueurs de failles conduit à penser qu'un réseau de failles présente dans certaines conditions des lois d'échelles. Le lien entre distribution des failles et distribution des longueurs est fait par Davy et al. (1990) :

$$N(l,r) \sim r^b l^{-a} \quad (1-9)$$

Avec  $N(l,r)$ , le nombre de fractures de longueur  $l$  contenues dans un sous-système de taille  $r$ .  $b$  est la dimension fractale associée aux barycentres de fractures et  $a$  l'exposant de la distribution en loi de puissance des longueurs. La dimension fractale du système  $D$  vaut  $b$  si  $a > 2$  et  $b+2-a$  si  $a < 2$ .

Comme on le verra plus tard, la disparité des lois observées (exponentielle ou puissance) et des exposants est également liée à l'évolution du réseau de failles et à l'hétérogénéités du milieu.

#### **d. Espacement entre les failles**

Un lien entre la position des fractures et la longueur des failles a également été observé. Des corrélations de courte portée peuvent être ainsi définies entre la longueur des fractures et leur environnement local (Segall et Pollard, 1983 ; Ackermann et Schlische, 1997 ; Gupta et Scholz, 2000 ; Ackermann et al., 2001). La distance moyenne au plus proche voisin augmente ainsi avec la longueur des fractures (Darcel, 2003 ; Darcel et al., 2003a). Les fractures ont tendance à être entourées d'une zone d'écran vide de fractures dont la taille dépend de la longueur des fractures (Ackermann et Schlische, 1997). La forme de cette zone est ellipsoïdale, avec un grand axe parallèle à la direction de la fracture. La longueur  $d$  de la zone ellipsoïdale est corrélée de manière positive avec la longueur  $l$  de la fracture ( $d \sim l^{1/4}$ ). Le petit axe reste constant (Darcel, 2003).

L'espacement entre les failles est également lié à l'existence de transfert de contraintes entre les différents niveaux d'un milieu rhéologiquement stratifié. Ainsi, par exemple, de nombreuses études expérimentales montrent que l'étirement d'une couche fragile placée sur un substrat plastique peut conduire à la formation de fissures de la taille du système espacées de manière régulière. Dans le cas d'un système saturé en fissures, l'espacement est généralement proportionnel à l'épaisseur de la couche fragile. Cet espacement peut être expliqué par le fait que chaque fissure se place de manière à éviter la zone de relaxation de sa voisine, dont la taille est de l'ordre de l'épaisseur de la couche fragile (Hu et Evans, 1989 ; Narr et Suppe, 1991 ; Gross, 1993 ; Wu et Pollard, 1995). Ce processus de saturation de fracturation a également été étudié par Bai et al (2000) ; Bai et Pollard (2000a, 2000b), par analyse de la distribution des contraintes entre les différentes couches du milieu et du rôle de la friction basale. L'observation des espacements entre failles à un niveau régional montre que ceux-ci sont contrôlés par la profondeur du niveau de décollement (Morellato et al., 2003).

#### **e. Analyse des déplacements et des rejets**

Les rejets ou déplacements observés semblent également pouvoir être reliés à la longueur des failles selon une loi de puissance (Watterson, 1986 ; Villemin et Sunwoo, 1987 ; Walsh et Watterson,

1987 ; 1988 ; Krantz, 1988 ; Opheim et Gudmunsson, 1989 ; Peacock et Sanderson, 1991 ; 1994 ; Peacock, 1991 ; Cowie et Scholz, 1992a, 1992b) :

$$d_{max} \sim \gamma l^n \quad (1-10)$$

Où  $d_{max}$  est le déplacement ou rejet maximum mesuré le long de la faille,  $\gamma$ , une constante,  $l$ , la longueur de la faille, et  $n$ , un exposant.

Les variations de l'exposant observées (entre 0.5 et 2) peuvent être attribuées à des problèmes d'échantillonnage mais également aux interactions mécaniques entre failles. Ainsi la connexion entre segments de failles pourrait conduire à des exposants inférieurs à 1 (Peacock et Sanderson, 1991 ; Trudgill et Cartwright, 1994 ; Cartwright et al., 1995). Des valeurs de  $n$  comprises entre 0.5 et 1 ont été proposées dans la littérature (Walsh et Watterson, 1988 ; Cowie et Scholz, 1992a, 1992b ; Gillespie et al., 1992 ; Fossen et Hesthammer, 1997 ; Gross et al., 1997). Des expériences de propagation de failles réalisées dans de l'argile en extension présentent également un exposant compris entre 0.6 et 1 (Bellahsen et al., 2003). Un exposant de 1 est prédit par la théorie de l'élasticité pour une faille isolée (Dugdale, 1960 ; Cowie et Scholz, 1992 ; Dawers et al., 1993 ; Schlische et al., 1996). Des exposants supérieurs à 1 peuvent être liés à des modèles de croissance de failles par incrément de déplacement lors des séismes (Marrett et Allmendinger, 1991 ; Gillespie et al., 1992 ; Walsh et Watterson, 1992). Si le déplacement augmente d'un même taux à chaque fois que la faille fonctionne, alors  $n$  vaut 2 (Watterson, 1986 ; Walsh et Watterson, 1988 ; 1992). Si, l'incrément de déplacement est proportionnel au nombre de séismes antérieurs, alors  $n$  vaut 1.5. Si la croissance des failles se fait pas fragmentation,  $n$  vaut également 1.5 (Turcotte, 1992).

Des hétérogénéités locales (lithologie, résistance des matériaux) ou des effets de taille finie (comme l'épaisseur des couches) peuvent également influencer sur la valeur de  $n$  (Gross et al., 1997).

Enfin, l'observation de la dépendance de la loi d'échelle déplacement-longueur en fonction des mécanismes de croissance (propagation ou connexion entre les failles) (Mansfield et Cartwright, 1996 ; Wojtal, 1994, 1996) laisse penser qu'une loi d'échelle déplacement-rejet universelle ne peut être définie (Cridder et Peacock, 2004).

Des distributions de densités de rejets ont également été calculées. La plupart des distributions correspondent à des lois de puissance (Childs et al., 1990 ; Jackson et Sanderson, 1992 ; Pickering et al., 1996 ; Steen et Andresen, 1999).

$$n(d_{max}) \sim \beta d_{max}^{-t}$$

où  $\beta$  est une constante, et  $t$  un exposant variant entre 1.7 et 2.4 pour des échantillonnages en 2D (Villemin et Sunwoo, 1987 ; Childs et al., 1990 ; Scholz et Cowie, 1990 ; Marrett et Allmendinger, 1992 ; Gauthier et Lake, 1993 ; Peacock et Sanderson, 1994 ; Carter et Winter, 1995 ; Watterson et al., 1996 ; Pickering et al., 1997 ; Fossen et Hesthammer, 1997). La lithologie (cimentation ou non par les carbonates, par exemple) semble jouer un rôle sur la distribution des rejets de failles et sur les exposants calculés (Steen et Andresen, 1999). Des distributions de densité des rejets suivant des lois exponentielles ont également été rapportées par Dauteuil et Brun (1996).

Enfin, les mêmes types d'analyses ont pu être menés sur les ouvertures des fractures. Les distributions des ouvertures des fractures ont été décrites par des distributions log-normales (Snow,

1970 ; Hakami, 1995 ; Pyrak-Nolte et al., 1997) ou des distributions en loi de puissance (Barton et Zoback, 1992 ; Belfield et Sovitch, 1995 ; Johnston et McCaffrey, 1996 ; Marrett, 1996 ; Sanderson et al., 1994).

Les paragraphes précédents traitent de données observables à la surface du globe. Or les distributions réelles sont des distributions 3D. Le passage 2D-3D n'est pas abordé ici dans la mesure où l'analyse des déformations à l'échelle de la lithosphère est souvent limitée à une observation 2D du fait de la plus grande extension latérale que verticale des déformations dans la lithosphère continentale. Des travaux ont cependant été menés pour faire le lien entre observations 2D et 3D (Marrett et Allmendinger, 1991 ; Piggot, 1997 ; Berkowitz et Adler 1998 ; La Pointe, 2002 ; Darcel et al., 2003b).

Toutes ces considérations montrent que les réseaux de failles présentent des corrélations spatiales à toutes les échelles : à l'échelle locale (avec l'espacement entre les failles) comme à grande échelle (distribution des barycentres ou des longueurs). Ces distributions observées sur le terrain ne sont cependant représentatives que d'un état donné de l'évolution des déformations. Elles sont amenées à être modifiées au cours du temps en fonction des mécanismes de fracturation et de localisation de la déformation.

## **2.2. Existe-t-il des échelles de déformation pertinentes ?**

L'observation des fractures à différentes échelles atteste que la localisation de la déformation est un mécanisme essentiel de la déformation de la lithosphère. La comparaison des taux de déplacement des plaques et des taux de relaxation du moment sismique, le long de la frontière des plaques Nord-Pacifique et Californienne, a montré que le déplacement était d'origine sismique à 60% et asismique à 40% (King et al., 1994). Cette répartition montre le rôle dominant des processus discontinus de déformation. D'autre part, la mise en évidence d'une distribution des barycentres ou des longueurs des failles selon des lois d'échelles met en avant le caractère d'invariance d'échelle du phénomène de localisation et remet en cause la définition d'un comportement moyen de la lithosphère vis à vis de la déformation et la définition de longueur d'homogénéisation.

### **a. Bilans de déformation**

L'observation des déplacements le long du réseau de failles de San Andreas (cf. Figure 17), qui présente des distributions de longueurs et de barycentres en lois de puissance, montre l'importance de la notion d'échelle.

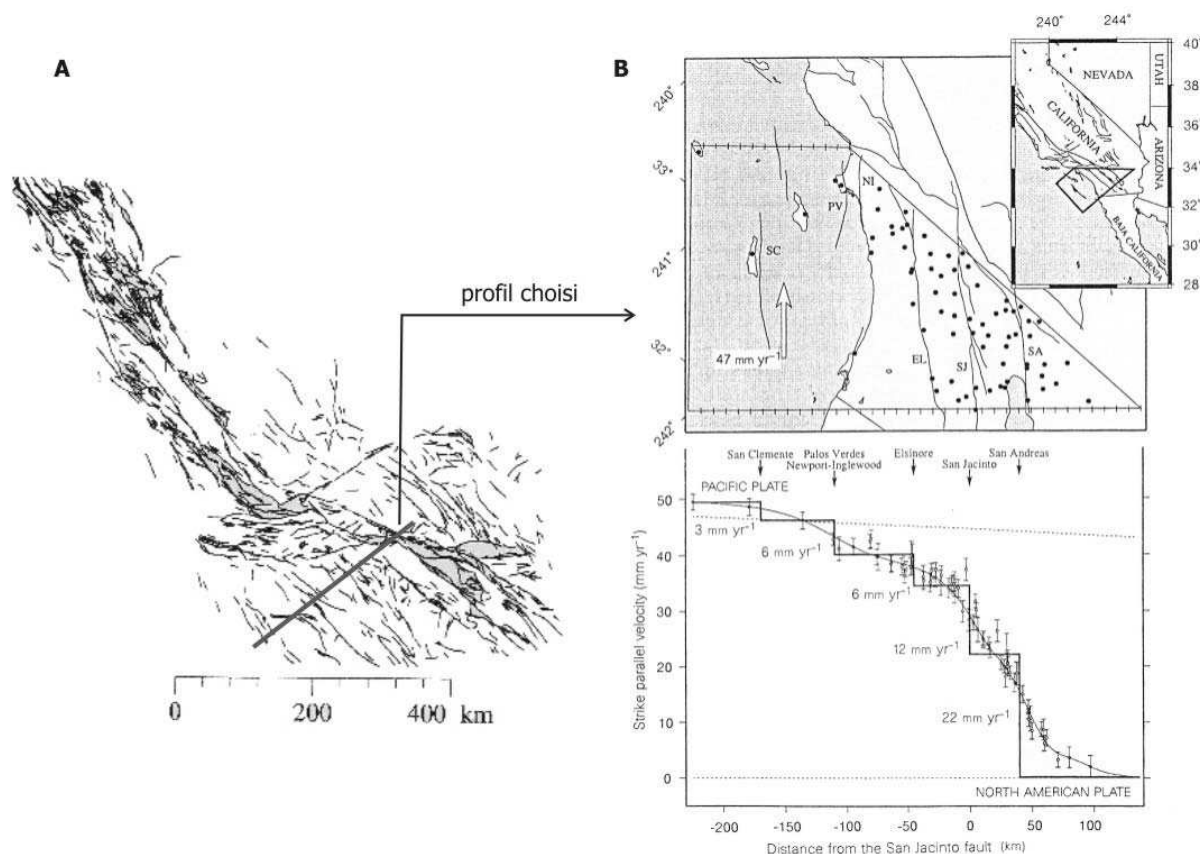


Figure 17 : A- Réseau de failles de San Andreas (d'après Davy, 1993). B- Déplacements crustaux observés par géodésie dans le sud de la Californie entre 1970 et 1995 ; l'orientation moyenne des failles a été prise à 139°E. La courbe continue correspond au profil moyen des vitesses. La courbe en marches d'escalier correspond au profil de vitesse appliqué à des failles majeures bordant des blocs rigides (d'après Bourne et al., 1998).

La Figure 17 présente le profil des vitesses de déplacement de la plaque Pacifique par rapport à la plaque Nord Américaine, obtenu par géodésie. Un gradient d'environ 50 mm/an est relevé sur une distance de 300 km (Bourne et al, 1998) ; ce qui conduit à accommoder une déformation moyenne de  $1.7 \cdot 10^{-7}$ /an sur l'ensemble de la zone. Les principales failles présentent des déplacements de quelques millimètres à quelques centimètres par an. Cependant, à l'échelle de la faille, ces déplacements sont accommodés sur des distances beaucoup moins importantes, de l'ordre du décamètre à l'hectomètre. La déformation mesurée est alors de l'ordre de  $10^{-5}$ - $10^{-3}$ /an au niveau de la zone de faille, soit une déformation 100 à 1000 fois plus élevée que sur l'ensemble du réseau. Le problème consiste alors à définir la contribution de chaque faille à la déformation globale, afin de savoir si une échelle plus particulière contribue majoritairement à la déformation globale. Si chaque échelle à son rôle propre, le comportement moyen de la lithosphère dépend alors de l'échelle à laquelle on se place. De même, il serait intéressant de savoir dans quelle mesure les failles d'échelle inférieure, comprises entre les failles majeures, représentées dans la Figure 17-B, contribuent à la déformation.

A partir des années 1970, les taux de déplacement le long d'une faille (Brune, 1968) ou les taux de déformation régionaux (Kostrov, 1974) étaient obtenus en sommant les moments sismiques des grands séismes. La même méthode a été utilisée pour mesurer les déplacements des failles. Les petites failles

(petites par rapport à la taille du système considéré) sont pondérées par leur longueur. Pour les grandes (dont la longueur est supérieure à la taille du système), la pondération n'a pas lieu d'être puisqu'elles accommodent le déplacement sur toute la longueur de la zone considérée. En utilisant les lois d'échelles sur la distribution des longueurs de failles et sur la relation entre déplacement et longueur de failles, la déformation peut être ainsi calculée même sur des jeux de données incomplets. D'après ces équations, une estimation de la déformation totale des failles peut être obtenue en ne considérant que les failles les plus grandes d'une région donnée (Scholz et Cowie, 1990). Pour Scholz et Cowie (1990), les failles, dont la taille est inférieure à l'épaisseur de la croûte fragile, ne contribuent que pour 10% à l'accumulation de la déformation (étude au Japon sur une limite de plaques avec un exposant  $n$  (de la loi reliant déplacement et longueur) de 1. Au contraire, dans des bassins extensifs de la mer du Nord ( $n=1.5$ ), 40 à 50% de la déformation est accommodée par des failles ayant un déplacement de moins de 100m. Ces disparités peuvent être expliquées par les modèles numériques de Cowie et al., 1995, prenant en compte l'évolution de la distribution des contraintes : l'importance relative des petites failles décroît lorsque la déformation totale augmente à cause de la localisation progressive et de la connexion entre les failles. Ainsi, au début, 90 % de la déformation est accumulée surtout par les petites failles (demi-population de failles de longueurs les plus faibles). Lorsque la déformation augmente, la moitié de la population de plus petites longueurs n'accumule plus que 40% de la déformation contre 60% pour les failles les plus grandes. Ce changement s'accompagne de la décroissance de l'exposant de la loi de puissance de la distribution des longueurs (indiquant une déformation de plus en plus localisée sur les grandes failles au cours du temps). Dans les expériences stratifiées sable/silicone, aucune longueur d'homogénéisation (mis à part l'épaisseur des couches et la taille de l'expérience) n'est fixée. Le calcul nécessite de formuler une hypothèse sur la relation déplacement-longueur définie dans l'équation 1-10 et de connaître la densité du réseau de failles. Les calculs sur une expérience, dans laquelle la couche de sable est très résistante (cf. Bonnet, 1997), a montré que la contribution des grandes failles est dominante jusqu'à une certaine échelle, qui peut correspondre à une longueur d'homogénéisation. La contribution des petites failles semble par contre sur-estimée mais cela est peut-être dû à la non-prise en compte des orientations des failles et des hypothèses faites sur la relation longueur-rejet.

## **b. Intégration d'échelles de localisation dans les simulations numériques**

Ce problème de l'intégration des failles dans la déformation globale a déjà été abordé avec les modèles de représentation de la rhéologie de la lithosphère. Les deux modèles extrêmes (« mous » et « cassants ») existent de la même manière lorsqu'il s'agit d'intégrer les hétérogénéités que sont les failles. Soit la lithosphère est considérée comme homogène ; une longueur d'homogénéisation est alors implicitement fixée (de l'ordre d'une centaine de km ; cf. England and McKenzie, 1982). Soit les grandes failles contribuent de façon majoritaire aux déplacements et délimitent alors des blocs rigides (Tapponnier et al., 1982).

Certains modèles viscoélastiques ont incorporé des zones plus résistantes pour expliquer la présence de zones non déformées (England et Houseman, 1985 ; Vilotte et al., 1984, 1986)

Le développement des mesures géodésiques a par ailleurs permis de mieux définir les taux de déplacement le long des failles majeures. D'autres ont ainsi rajouté des discontinuités ou des grandes

failles dans des codes d'éléments finis en calibrant le déplacement le long des failles à l'aide des mesures géodésiques (Bird et Baumgardner, 1984 ; Peltzer et Saucier, 1996 ; Bird, 1999 ; Liu et Bird, 2001 ; Provost et al., 2003). La Figure 18 donne un exemple de grille d'éléments finis incorporant des discontinuités, calquées sur la présence de failles majeures dans la zone considérée.

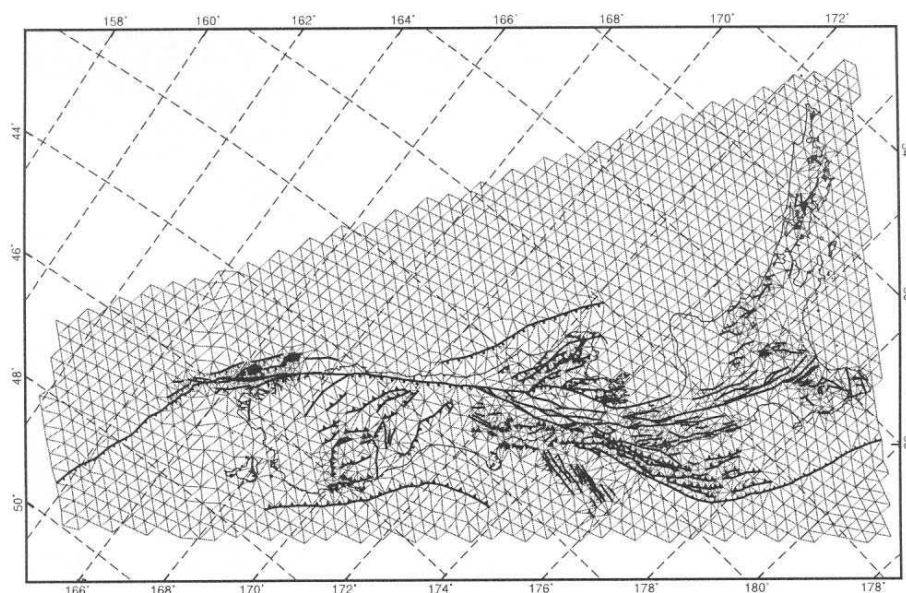


Figure 18 : Exemple de grille d'éléments finis utilisée pour la modélisation de la néotectonique en Nouvelle Zélande. Les traits noirs épais correspondent aux failles incorporées dans la grille d'éléments (d'après Liu et Bird, 2001).

L'accommodation de la déformation uniquement par de grandes failles bordant des zones rigides a trouvée sa place dans des modèles cinématiques validés par les mesures géodésiques (Avouac et Tapponnier, 1993). Des modèles numériques de blocs se sont également développés (Savage et Burford, 1973 ; Savage et al. 1979 ; Hashimoto et Jackson, 1993 ; McClusky et al., 2001 ; Meade et al., 2002 ; Becker et al., 2004). Les modèles de blocs considèrent que la lithosphère inférieure se déforme de manière distribuée en appliquant des forces de traction à la base de la croûte supérieure fragile, et que sur des intervalles de temps très supérieurs aux périodes intersismiques, la croûte supérieure se comporte comme un ensemble de larges blocs rigides (cf. Figure 19). La déformation discontinue en surface reflète donc la localisation de la déformation distribuée en profondeur. Ainsi, si la traction exercée à la base des blocs crustaux excède les forces de traction existant sur les failles limitant les blocs, ceux-ci vont être entraînés de manière passive (McKenzie et Jackson, 1983 ; Lamb, 1994 ; Bourne et al., 1998). Dans ce cas, les mesures géodésiques permettent de représenter l'écoulement long-terme de la lithosphère profonde, lorsqu'elles n'ont pas été perturbées par des séismes récents (Bourne et al., 1998). Pour estimer la distribution des séismes correctement ainsi que les taux de déplacement à partir de l'accumulation de déformation élastique, les frontières entre blocs doivent être définies précisément. Cette approche peut être valide pour des failles infiniment longues et droites, par contre, des géométries de failles beaucoup plus complexes introduisent des biais dans les estimations (Pollitz, 2003).

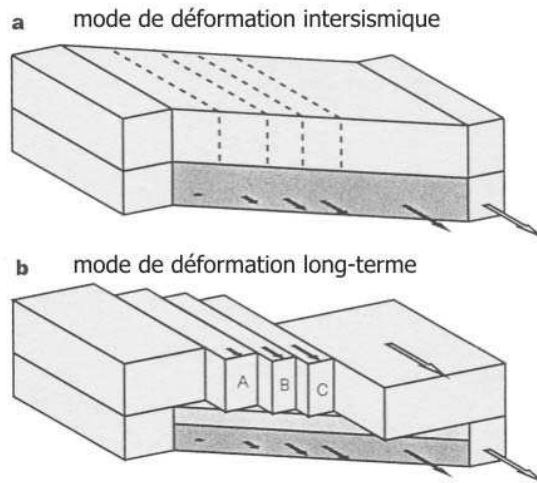


Figure 19 : Cinématique inter-sismique et long-terme de blocs crustaux dans une zone de cisaillement simple. a) Entre les séismes, les failles sont bloquées et les blocs accumulent des déformations élastiques. La contrainte basale est apportée par la couche visqueuse sous-jacente. b) A long terme, la déformation finie sur plusieurs cycles sismiques consiste en un cisaillement simple de la lithosphère ductile qui entraîne les blocs sus-jacents. La vitesse long-terme des blocs est la même que la vitesse moyenne du fluide sous jacent. La transmission des déplacements entre lithosphère ductile et blocs rigides se fait par l'intermédiaire de la zone plus claires sous les blocs (d'après Bourne et al., 1998).

Si ces modèles reproduisent de manière fiable les déformations quaternaires, ils ne permettent pas d'expliquer le mécanisme de fracturation qui a conduit à la mise en place des discontinuités. De même, la question du comportement moyen de la lithosphère n'est pas résolue : les deux comportements fragiles et ductiles semblent devoir coexister. En fixant la géométrie ainsi que la position des discontinuités, une échelle arbitraire est donnée à la localisation, sans rendre compte des lois d'échelles observées et de la croissance des réseaux de failles dans leur ensemble. Or, *a priori*, aucune échelle ne semble plus importante qu'une autre. Un des enjeux serait d'arriver à prendre en compte les hétérogénéités dans leur ensemble pour appréhender la localisation de la déformation.

### 3. Physique de la localisation et de la fracturation

Les paragraphes suivants présentent les mécanismes conduisant à la localisation de la déformation des petites aux grandes échelles ainsi que la mise en place des réseaux de failles selon différentes approches : une approche macroscopique, une approche physique plus locale et une approche statistique.

#### 3.1. La localisation de la déformation – approche macroscopique géo-mécanique

La localisation mécanique de la déformation est associée à un processus physique conduisant à la perte d'homogénéité progressive de la déformation. Cela se traduit par l'apparition, dans un champ de déformation homogène, de bandes étroites dans lesquelles va se concentrer la déformation.

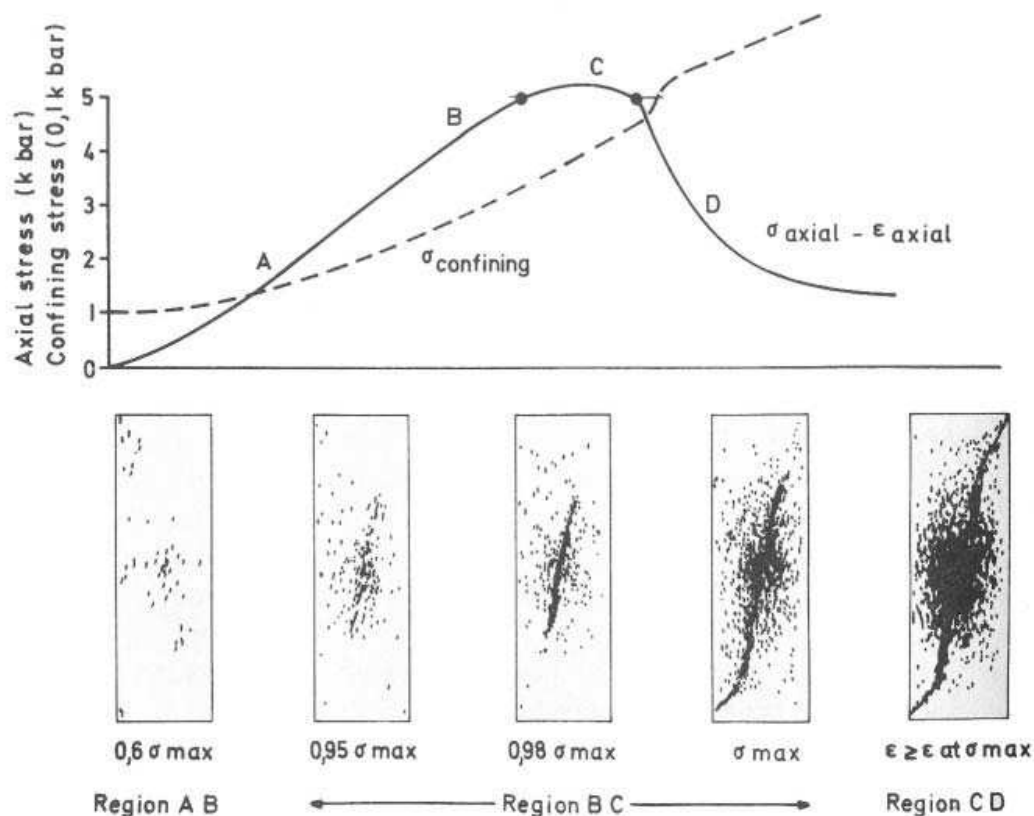


Figure 20 : Essai triaxial sur un échantillon de quartzite argileuse : superposition de la courbe contrainte axiale – déformation axiale (trait plein) et de la courbe contrainte de confinement – déformation axiale (trait en tirets). Différents stades de la courbe contrainte-déformation sont représentés par des coupes longitudinales dans différentes éprouvettes. Les traits noirs représentent la position des micro-cracks (modifiée d'après Jaeger et Cook, 1979).

La localisation de la déformation a pu être plus particulièrement observée lors de tests mécaniques (essais uniaxiaux, triaxiaux) sur des éprouvettes de différents matériaux (roches, métaux, glace...) (cf. Figure 3). L'évolution de l'échantillon depuis une déformation homogène à localisée peut être décrite



par une courbe contrainte/déformation (cf. Figure 3 et Figure 20). La Figure 20 présente un test triaxial réalisé sur un échantillon de quartzite argileuse à gains fins (Hallbauer et al., 1973). L'échantillon est placé dans un tube de cuivre de la taille de l'échantillon, qui s'oppose à l'expansion latérale du matériau. La dilatation de l'échantillon au cours de la déformation se traduit donc par l'augmentation de la pression de confinement. La déformation de différents échantillons a été stoppée à différents stades de l'évolution de la courbe contrainte – déformation (points A, B, C et D) et des coupes longitudinales ont été réalisées pour étudier la croissance des micro-cracks (ouverture en mode I : extension) et des fractures. La portion de courbe A-B est souvent assimilée au chargement élastique du matériau ; la déformation est alors réversible. Dans le cas d'un matériel idéal, cette portion de courbe est linéaire. Pour un matériau réel, l'évolution n'est pas linéaire et le comportement « presque élastique ». Les premières structures d'endommagement apparaissent sous forme de micro-cracks allongés dans la direction de la contrainte principale et répartis aléatoirement dans l'éprouvette. La portion de courbe BC correspond à l'entrée en plasticité ; la déformation devient irréversible. De nombreux microcracks apparaissent et se localisent le long d'un plan incliné central de l'échantillon. En parallèle, la pression de confinement augmente, traduisant la dilatation progressive de l'échantillon. Au point C, la contrainte maximale est atteinte et la pente de la courbe commence à décroître. Un plan de fracture macroscopique est alors présent dans la partie centrale et tend à rejoindre les bordures de l'échantillon. Il n'y a pour l'instant aucun mouvement le long de la fracture. Enfin, la portion CD correspond à l'extension de la fracture jusqu'aux bords de l'échantillon permettant un mouvement relatif le long du plan de fracture. La mise en place de la fracture s'accompagne d'un adoucissement des contraintes (chute de la contrainte axiale) et d'un saut dans le confinement et donc de la dilatation au niveau du point C (phénomène de dilatance associée à la fracturation). L'essai présenté est très comparable à ce qui peut être observé dans la nature, dans la mesure où l'on n'observe généralement pas de rupture catastrophique mais une croissance progressive du réseau de failles.

Le phénomène de localisation de la déformation est associée à un adoucissement des contraintes et à une dilatation du milieu. Il peut donc être représentée par des lois de types  $\sigma = f(\varepsilon, \dot{\varepsilon})$  où  $\sigma$ ,  $\varepsilon$  et  $\dot{\varepsilon}$  représentent la contrainte, la déformation et la vitesse de déformation respectivement (Poirier, 1980 ; Priour, 1985 ; Hobbs et al., 1990). Cependant de telles lois macroscopiques sont représentatives du comportement moyen du milieu considéré. Elles ne permettent ni de décrire l'organisation spatiale des discontinuités, ni de préciser les modalités du passage de la déformation localisée à petite échelle (micro-crack) à une localisation grande échelle (faille). Le paragraphe suivant tente d'expliquer par des mécanismes physiques, basés sur la croissance et l'interaction entre les fractures, la localisation de la déformation à grande échelle.

### 3.2. Approche locale physique : croissance et interaction entre failles

#### a. Rupture d'un crack unique

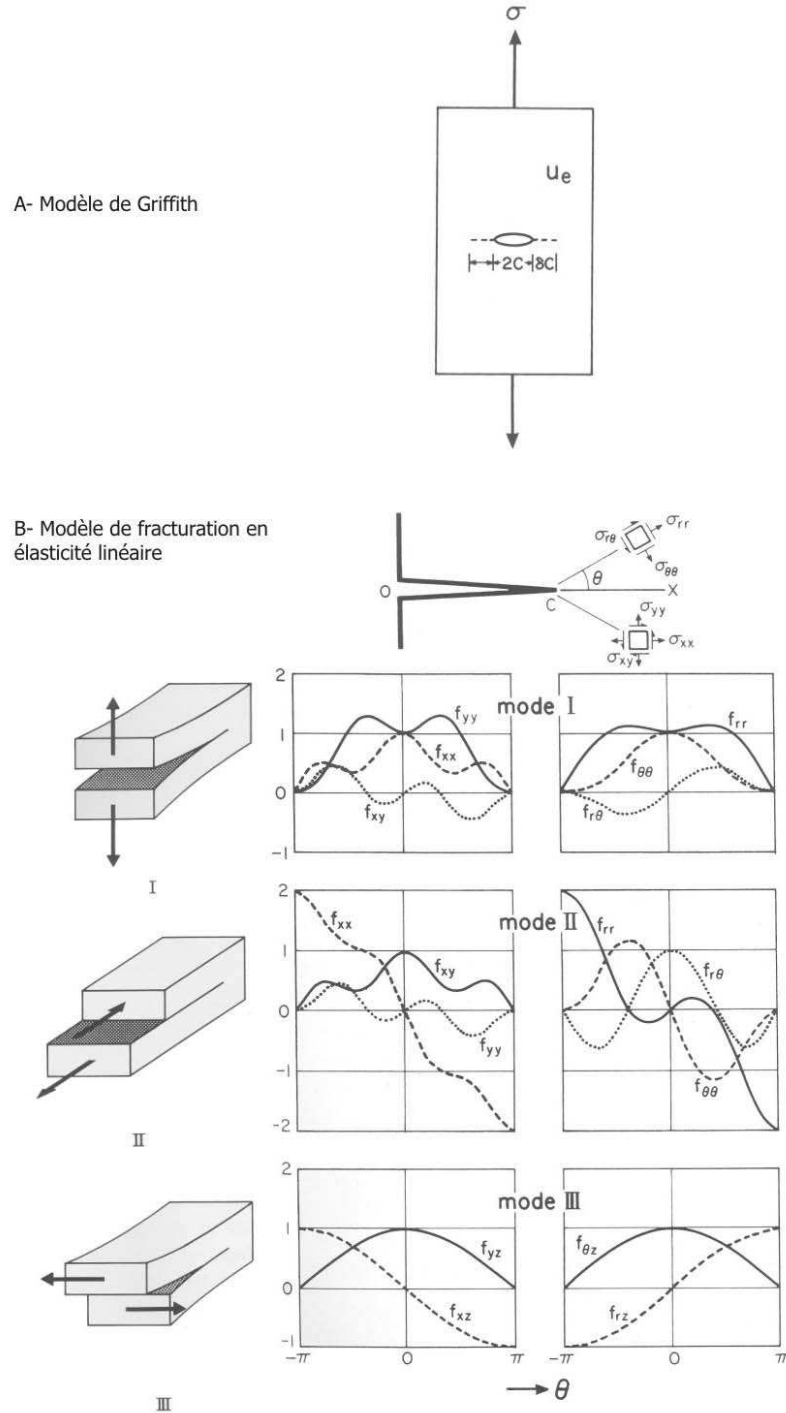


Figure 21 : A- Modèle de Griffith. B-Modèle de fracturation en élasticité linéaire : trois modes de champ de déplacement : mode I : ouverture en tension ; mode II : cisaillement plan, normal au biseau en bout de la fissure ; mode III : cisaillement anti-plan, parallèle au biseau de la fissure.

Les fonctions  $f_{ij}$  sont également représentées (d'après Scholz, 2002).

La mécanique de la fracturation en élasticité linéaire se fonde sur l'équilibre énergétique de Griffith (1920 ; 1924). Griffith, en se basant sur les travaux de Inglis (1913), considère une imperfection sous forme d'une ellipse allongée de grand axe  $2C$  dans un matériau chargé à ses limites (cf. Figure 21-A). La fissure est stable si l'énergie nécessaire à sa propagation d'un incrément  $\delta c$  (dite énergie de Griffith  $G$ ) compense l'énergie nécessaire pour créer une nouvelle surface (énergie spécifique de surface  $\gamma_s$ ). Ainsi, si  $G=2\gamma_s$ , la fissure est stable. Si  $G > 2\gamma_s$ , la fissure devient instable et se propage. Au contraire, si  $G < 2\gamma_s$ , la fissure se referme. Cette théorie prédit correctement la relation entre la contrainte de rupture et la taille du défaut dans les milieux fragiles.

L'approche de la mécanique de la fracturation en élasticité linéaire donne une solution plus générale au problème des cracks. Elle consiste à analyser le champ de contrainte autour du crack et à formuler des critères de fracturation. La résistance macroscopique est ainsi reliée à la résistance intrinsèque du matériau par une relation liant les contraintes appliquées au milieu et les contraintes en bout de crack. Le crack est supposé plan, en biseau parfait et sans cohésion. La contrainte en bout de crack s'écrit alors :

$$\sigma_{ij} = \frac{K_n}{\sqrt{2r\pi}} f_{ij}(\theta) \quad (1- 11)$$

avec  $K_n$ , le facteur d'intensité de contraintes qui dépend des modes du crack (cf. Figure 21-B) et de l'intensité des contraintes appliquées au milieu,  $r$  est la distance du point de mesure à l'extrémité du crack,  $\theta$  est l'angle de mesure avec le plan du crack,  $f_{ij}$  sont des fonctions de référence représentées dans la Figure 21-B. Les trois modes de cracks rencontrés sont : I, le mode de tension, II le cisaillement plan, dans lequel le déplacement est normal au biseau du crack et III, le cisaillement anti-plan, dans lequel le déplacement est parallèle au biseau. Cette expression traduit la décroissance de la contrainte lorsque l'on s'éloigne de l'extrémité du crack. Par contre, lorsque  $r$  tend vers 0, la contrainte tend vers l'infini. La théorie de l'élasticité n'est plus valide et le matériel se déforme alors de manière plastique.

De la même manière que dans l'approche de Griffith, les conditions de stabilité du crack peuvent être définies :  $G = 2\gamma$  où  $G$  dépend du facteur d'intensité des contraintes. Un des problèmes de cette approche pour les applications géologiques repose sur l'hypothèse d'une cohésion nulle à l'intérieur du crack. Deux autres modèles de cracks ont ainsi été développés en complément du modèle élastique : le modèle de Dugdale et la modèle de « fluage » à petite échelle (Pollard et Segall, 1987 ; Scholz, 2002).

Les grandes disparités dans la nature, l'orientation et le positionnement des défauts conduisent à observer de grandes variations dans les contraintes à la rupture mesurées sur des éprouvettes nominalelement identiques. Weibull (1951) a donc apporté une approche plus statistique afin d'essayer de connaître la distribution des contraintes à la rupture. Son hypothèse consiste à dire que la rupture d'une chaîne de  $N$  maillons indifférenciés est entraînée par la rupture du maillon le plus faible. Il définit alors la probabilité de survie de la chaîne. L'application à l'étude d'un matériau se fait en modélisant la matière par une chaîne dont le nombre de maillons est identifié au volume ou à la surface sollicité(e) :

$$P_{rV}=1-\exp(-\int_V [(\sigma-\sigma_u)/\sigma_{0V}]^m dV) \text{ si } \sigma \geq \sigma_u ; \text{ sinon } P_{rV} = 0 \quad (1-12)$$

Avec  $\sigma$  : contrainte,  $\sigma_u$  : contrainte seuil et  $\sigma_{0V}$  : constante de normalisation. L'exposant  $m$  correspond au module de Weibull ; d'un point de vue expérimental, il permet de caractériser la reproductibilité des tests.

Le problème de ces modèles repose sur le fait que la rupture ne dépend que d'un crack ou du plus faible présent dans le milieu. Or dans le milieu naturel, la bande de localisation macroscopique finale provient de l'interaction entre différents cracks.

## **b. Interaction entre fractures**

Si le crack ou la fracture est seule, alors sa croissance peut être prédite dans la théorie élastique. Une faille isolée présente généralement une distribution du rejet relativement symétrique le long de son plan et la propagation de la faille est radiale. Sa croissance consiste alors en un accroissement simultané du rejet et de la longueur du plan de faille conduisant à l'obtention de relations linéaires entre déplacement et rejet (Watterson, 1986 ; Walsh et Watterson, 1988 ; Cowie et Scholz, 1992a et b) (cf. paragraphe 2.1.e). Toute la complexité de la compréhension physique de la croissance d'un réseau de failles provient des interactions multiples entre cracks ou fractures.

En présence de plusieurs fractures, le champ de contrainte est modifié. Ainsi la croissance d'une fracture va dépendre de son orientation par rapport au champ de contrainte appliqué aux limites et de la position des fissures voisines. Ces interactions entre failles ont particulièrement été observées dans les zones de relais. Ces zones correspondent à des domaines de déformation complexe situés entre deux extrémités de segments de failles (Trugill et Cartwright, 1994 ; Morewood et Roberts, 1999 ; Contreras et al., 2000 ; Kattenhorn et Pollard, 2001).

L'interaction entre deux ou plusieurs segments de failles a été étudiée numériquement (Segall et Pollard, 1983b ; Willemse et al., 1996 ; Baud et Reuschlé, 1997 ; Willemse, 1997 ; Crider et Pollard, 1998 ; Kattenhorn et Pollard, 2001). Pour évaluer les interactions mécaniques, un modèle simple de friction de Coulomb est adopté. La valeur de la contrainte de cisaillement maximale de Coulomb est déterminée par une relation liant les contraintes principales maximale et minimale et la valeur de friction interne (Jaeger et Cook, 1979 ; p.95). Pour représenter plus clairement les perturbations locales de la contrainte, la différence entre la contrainte cisailante maximale de Coulomb avant et après déplacement ( $\Delta CFS$  ;  $CFS$  : Coulomb Failure Stress) est généralement calculée. Ainsi si  $\Delta CFS > 0$ , le potentiel de déformation et de déplacement de la zone considérée sera augmenté ; au contraire, si  $\Delta CFS < 0$ , le potentiel de glissement est inhibé.

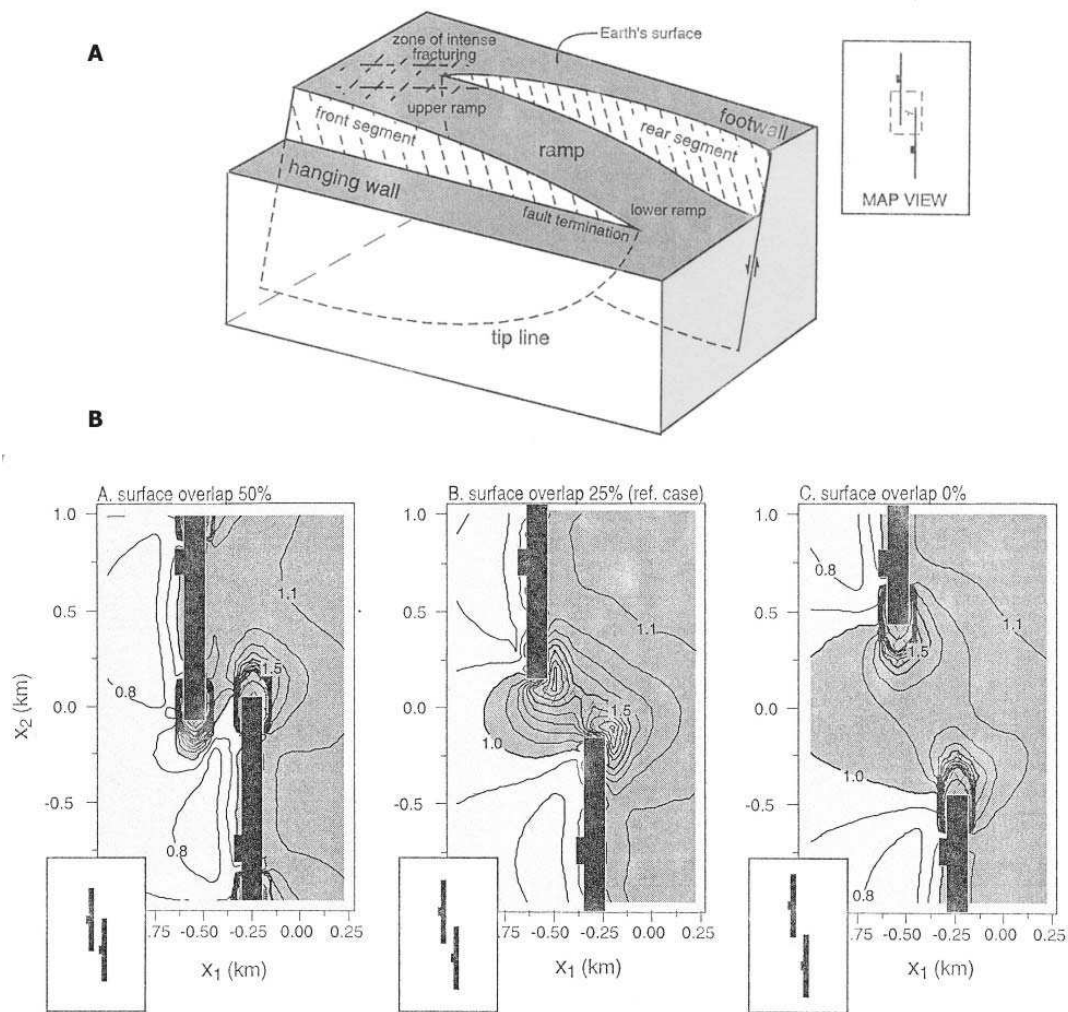


Figure 22 : A- Interactions entre deux segments de failles au niveau d'une zone de relais. B- Influence du recouvrement sur la distribution de la contrainte maximale de Coulomb ( $\Delta CFS$ ). Le pourcentage de recouvrement est donnée en surface et la variation de contrainte est représentée en profondeur. La zone sombre correspond à la zone où la contrainte de Coulomb est amplifiée de 150% par rapport à la contrainte appliquée aux limites (d'après Crider et Pollard, 1998).

La Figure 22 donne un exemple d'interaction entre deux segments de failles en fonction de leur taux de recouvrement (Crider et Pollard, 1998). La zone plus sombre correspond à une augmentation de  $\Delta CFS$  de 150 % par rapport à la variation de contrainte appliquée aux bornes du système. Une faille aura tendance à se former dans la zone de relais si la contrainte cisailante maximale de Coulomb est fortement augmentée. Dans le cas présenté, une future connexion entre les deux segments sera favorisée dans le cas où les extrémités des failles sont les plus proches. De même, le rapport de forme, la distance entre les failles ou leur rapport de longueur auront un effet sur le champ de contrainte local. La croissance des failles est donc fortement dépendante des interactions mécaniques existantes entre les failles.

Ces interactions s'observent d'ailleurs sur le terrain au travers des géométries plus ou moins courbes des failles dans les zones de relais.

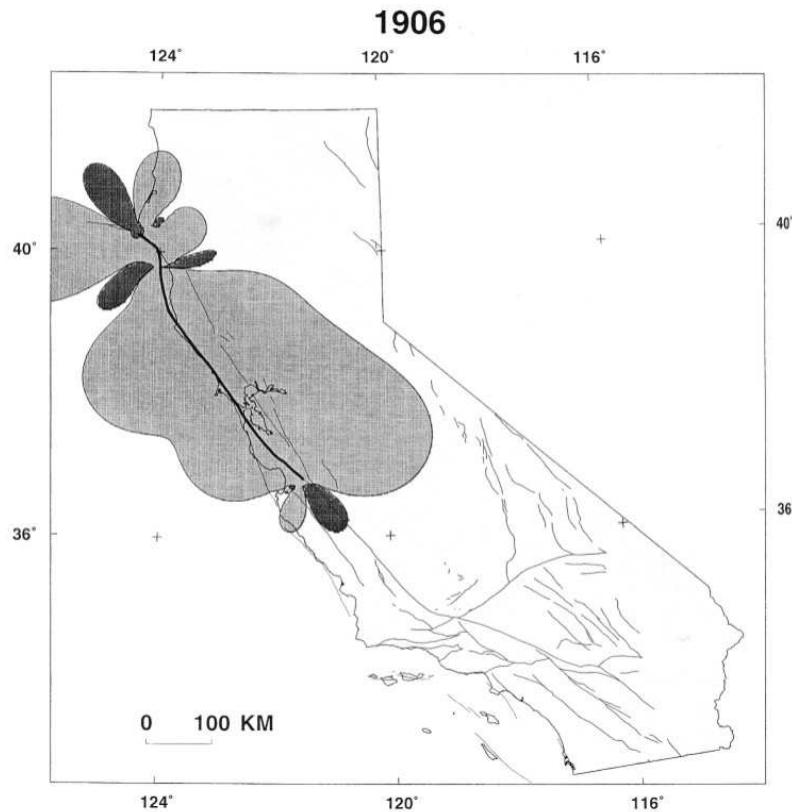


Figure 23 : Variation de la contrainte maximale de Coulomb  $\Delta CFS$  sur les décrochements orientés de manière similaire à la zone de rupture du séisme de San Francisco de 1906 (trait noir épais). La zone gris clair correspond à la décroissance de  $\Delta CFS$  de plus de 0.01 MPa ; la zone gris foncé correspond à une augmentation de plus de 0.01 MPa (d'après Harris et Simpson, 1998 ; Scholz, 2002).

Le calcul de la contrainte cisailante maximale de Coulomb est également couramment utilisé pour représenter les interactions entre segments de failles après un séisme et pour l'évaluation du risque sismique (Reasenberget Simpson, 1992 ; Harris et Day, 1993 ; King et al., 1994 ; Rice et Gu, 1993 ; Nalbant et al., 1998 ; Stein, 1999 ; Hubert-Ferrari et al., 2000 ; Peltzer et al., 2001). La Figure 23 représente la variation de contrainte de Coulomb  $\Delta CFS$  induite sur les failles décrochantes orientées de manière similaire au plan de rupture du séisme de San Francisco de 1906 (Harris et Simpson, 1998). Les zones les plus sombres correspondent à une augmentation de  $\Delta CFS$  de plus de 0.01MPa et sont donc potentiellement des zones où le risque sismique est augmenté.

D'autres méthodes numériques basées sur des simulations quasi-statiques en mode I (Olson et Pollard, 1991 ; Olson, 1993 ; Renshaw et Pollard, 1994) ou des processus dynamiques (en mode I : Seelig et Gross, 1999 ou en mode II : Du et Aydin , 1993, 1995) sont également utilisées pour étudier l'interaction entre segments de faille. A plus petite échelle, en physique des matériaux, de nombreux codes numériques ont été développés pour reproduire les interactions entre cracks et prédire leur propagation dans divers matériaux (Tang, 1997 ; Tang et Kou, 1998 ; Tang et al., 2001 ; Feng et al., 2003 ; Li et al., 2003 ; Wong et al., 2002 ; Feng et al., 2003 ; Ando et al., 2004).

Toutes ces interactions jouent un rôle majeur dans la cinématique de la rupture des géomatériaux (Brace et Bombolakis, 1963 ; études expérimentales de Horii et Nemat-Nasser, 1985) et vont donc conditionner l'initiation et la mise en place des réseaux de failles dans la croûte supérieure. En effet, l'analyse des contraintes et les résultats de travaux expérimentaux, montrent qu'une faille cisailante ne peut en général pas croître dans son propre plan ; d'où la nécessité d'interagir avec d'autres failles pour se propager. De plus, les mécanismes conduisant à des réorientations des futurs plans de failles se produisent indépendamment de la longueur des failles ; ils vont donc jouer à toutes les échelles.

### c. Mise en place d'une zone de déformation localisée et d'un réseau de failles

Dans un échantillon de roche, l'initiation de la fracture macroscopique est issue de l'interaction entre différents micro-cracks, qui n'ont pas obligatoirement la même orientation que la fracture finale (cf. Figure 20). Des expériences, basées sur le même principe que celui de la Figure 20, ont permis l'observation de la croissance d'une faille par enregistrement des émissions acoustiques (cf. Figure 24). La croissance quasi-statique d'une faille dans un échantillon de granite est obtenue en contrôlant la contrainte axiale pour maintenir un taux constant d'émission acoustique (Lockner et al., 1991 ; Reches et Lockner, 1994). L'enregistrement des émissions acoustiques a l'avantage par rapport au protocole de l'expérience de la Figure 20 d'être non destructif et de permettre de suivre en continu l'initiation de la fracture.

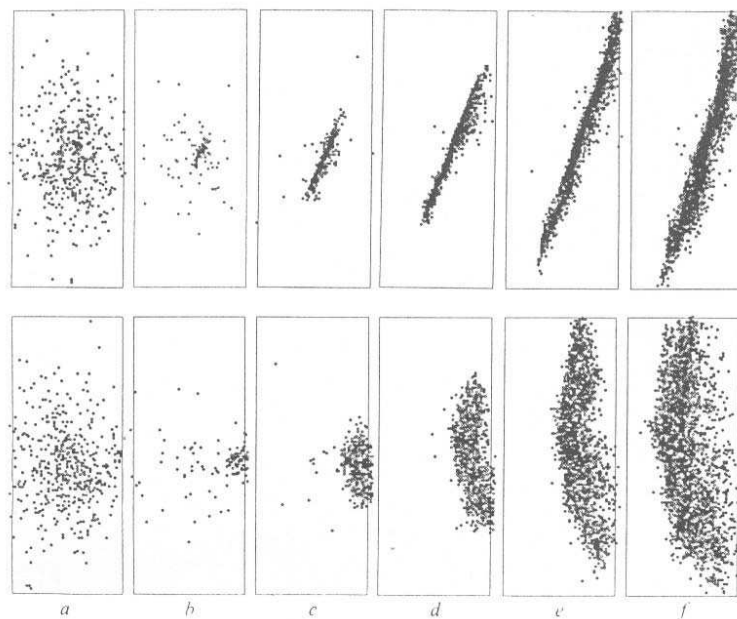


Figure 24 : Localisation des émissions acoustiques au cours de la compression d'une éprouvette de granite de Westerley. Les graphes du haut correspondent à une vue le long de la direction du plan de fracture et les graphes du bas correspondent à une vue de face du plan de fracture (d'après Lockner et al, 1991).

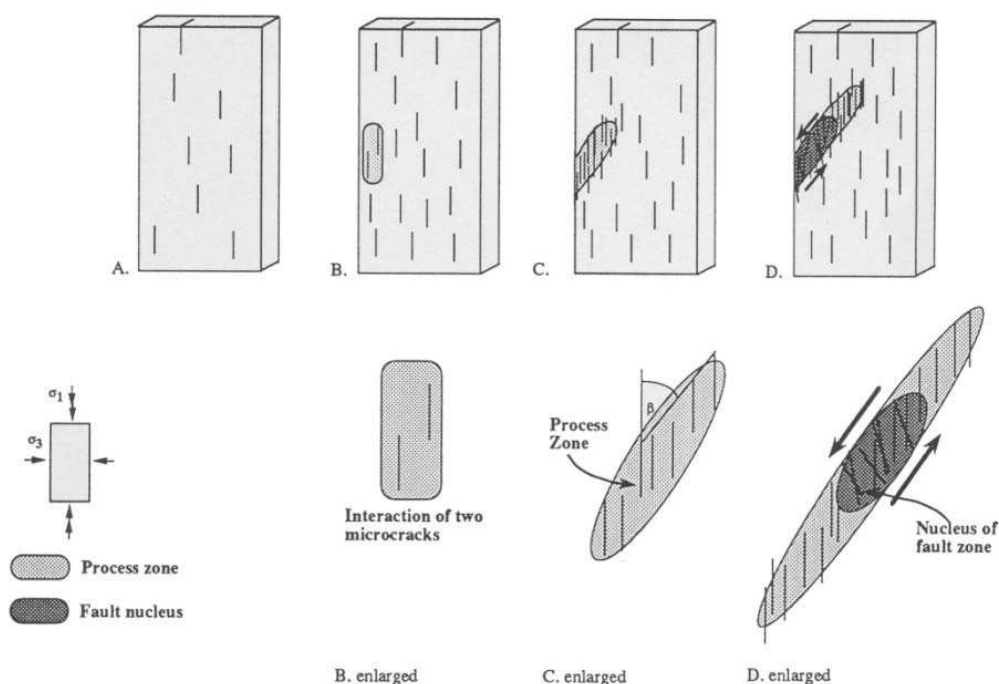


Figure 25 : Modèle de fracturation d'une plaque de granite en chargement biaxial. A- Avant le chargement, les sites potentiels de microcracks sont distribués aléatoirement. B- Après un certain chargement, des microcracks se dilatent toujours selon une distribution aléatoire. Les contraintes locales induites par la dilatation d'un crack peuvent provoquer l'ouverture d'un crack voisin. C- Au moment du pic de contrainte, l'augmentation de la densité de cracks conduit au développement d'une « zone de process » par la dilatation des microcracks potentiels. D- Développement de la zone de faille : la partie la moins résistante de la zone de process se forme par le flambage, l'écrasement et la rotation de micro-blocs (Reches et Lockner, 1994).

Pour Reches et Lockner (1994), les failles apparaissent et se propagent par interaction progressive et mutuelle entre différents micro-cracks en tension. Pendant la phase de chargement, des micro-cracks en tension apparaissent aléatoirement sans présager de la position avec la future faille (cf. Figure 25-A). Lorsque le chargement atteint la contrainte maximale, la nucléation s'initie lorsque quelques micro-cracks commencent à interagir en induisant la dilatation d'autres micro-cracks (cf. Figure 25-B). Ils créent ainsi une « zone de process » qui est une région très dense de micro-cracks (cf. Figure 25-C). Lorsque la « zone de process » croît, sa zone centrale se cisaille et le noyau de la faille se forme (cf. Figure 25-D). Le cisaillement le long de la faille favorise la dilatation des micro-cracks dans la « zone de process ». La faille se propage à 20-30° par rapport à l'axe de compression principale. L'analyse des micro-cracks pré-existants montre que ceux-ci n'ont pas d'effet sur la géométrie et la localisation de la future faille (Moore et al., 1990 ; Lockner et al., 1991). Contrairement à Peng et Johnson (1972), Horii et Nemat-Nasser, (1985) et Ashby et Hallam (1986), Reches et Lockner (1994) n'observent pas d'endommagement significatif précédant la faille. C'est l'avancement de la faille qui induit un endommagement organisé dans son propre plan.

D'autres représentations, faisant intervenir des cracks secondaires, ont également été développées (Ashby et Hallam, 1986) et se rapprochent de l'observation de l'initiation des failles dans le milieu naturel. Ainsi, dans la croûte supérieure, trois styles d'initiation des failles ont été répertoriés (synthèse

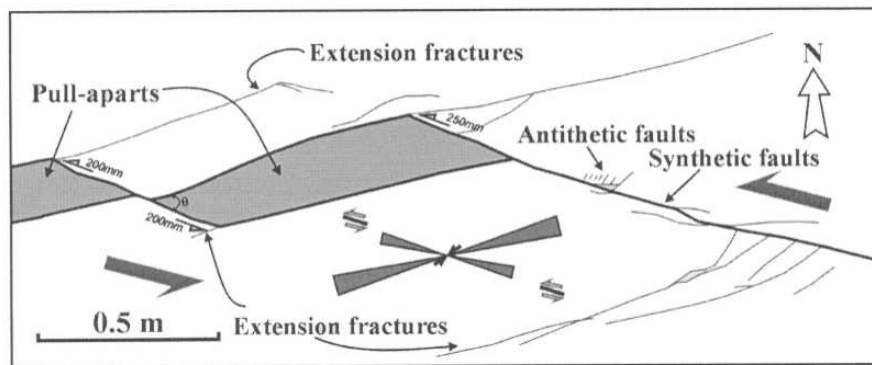


de Crider et Peacock, 2004). Les failles peuvent résulter de la connexion entre des structures pré-existantes (formées lors d'une phase tectonique antérieure), de la connexion entre des précurseurs (formés pendant la phase tectonique en cours) ou de la localisation du déplacement le long d'une zone cisailante précurseur. Dans le dernier style, l'existence d'une zone de cisaillement ou bande de déformation (souvent observée dans des matériaux granulaires, Aydin, 1978 ; Wilson et al., 2003) peut localement modifier les propriétés mécaniques et conduire à la fracturation. Dans les deux autres styles, le développement de fractures de mode I (cf. Figure 21) est lié à l'initiation des failles. Pour ces deux premiers styles, trois étapes sont alors nécessaires à l'initiation de la faille. La première étape consiste à initier la fracturation par le cisaillement des structures pré-existantes ou initiées au début de la phase tectonique en cours. Les structures pré-existantes sont pour la plupart des joints en échelons ou non, des veines ou des surfaces de pression-dissolution (fractures de mode I). La deuxième étape correspond à la connexion entre les structures pré-existantes ou précurseurs par des structures orientées dans le champ de contraintes perturbé par la présence des structures existantes. Ces structures orientées se présentent sous la forme de cracks secondaires en bout des structures pré-existantes (cf. Figure 26-A). Ces cracks secondaires en extension font le lien entre les structures pré-existantes et développent des pull-aparts lorsque le déplacement augmente (cf. Figure 26-A). Au cours du déplacement, plusieurs cracks secondaires parallèles peuvent se former. Dans certains cas, les structures orientées en extrémités des fractures pré-existantes peuvent être des failles antithétiques (Tchalenko, 1970 ; Davies et al., 2000 ; Kim et al., 2003). Dans la dernière étape, le déplacement provoque la rotation des blocs compris dans les pull-aparts et une zone de faille liant les différentes structures précurseurs ou pré-existantes s'initie. La rotation des blocs est responsable de la formation de brèche dans la zone de faille. Le style d'initiation de la faille est fortement influencé par la lithologie et l'orientation de la stratification par rapport aux contraintes principales.

On peut noter que de tels styles d'initiation et donc de telles structures (fracture préexistante – fracture secondaire) ont également été observés à grande échelle au niveau de la terminaison sud-est de la faille de San-Andreas (Bilham et Williams, 1985) ou de la terminaison sud-ouest d'une faille chevauchante en Algérie (King et Yielding, 1984). L'initiation des zones de failles par la mise en place de fractures secondaires a également été mise en évidence dans de la glace de mer et ce à différentes échelles : depuis l'éprouvette de glace en laboratoire jusqu'à la rupture de la glace recouvrant la mer de Beaufort (cf. Figure 26-B) (Schulson et al., 1999 ; Renshaw et Schulson, 2001 ; Schulson, 2004).

De la manière dont s'initient les failles, on en déduit que la plupart des failles, quelle que soit l'échelle d'observation, vont être composées de l'agglomération de plusieurs segments (Segall et Pollard, 1980 ; Etchecopar et al., 1986 ; Peacock et Sanderson, 1991 ; Anders et Schlische, 1994 ; Cartwright et al., 1995 ; Mansfield et Cartwright, 1996 ; Marchal, 2003). Cette agglomération de segments de faille peut se faire soit par coalescence et croissance de segments colinéaires, soit par branchement lorsque les segments ne sont pas parallèles, soit par connexion lorsque les segments sont parallèles mais non colinéaires. Ce dernier cas correspond aux zones de relais (cf. Figure 22).

A- Initiation d'une zone de faille dans des calcaires à l'échelle mésoscopique



B- Initiation d'une zone de faille dans de la glace de mer à l'échelle macroscopique

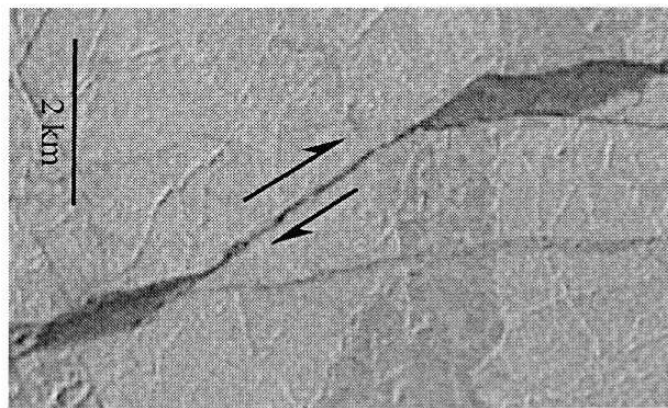


Figure 26 : Développement d'une zone de faille à partir de la création de fractures secondaires en extension et de l'ouverture de pull-aparts. A- dans des calcaires (Kim et al., 2003) ; B- dans la glace de la mer du Beaufort (Schulson, 2004).

A un niveau plus général, l'interaction et la connexion entre différentes failles conduit à la mise en place de réseaux complexes. L'observation de la mise en place d'un réseau de failles est rarement accessible (échelle de temps trop grande). Cependant, dans des contextes de déformation syn-sédimentaire, l'évolution temporelle d'une population de failles peut être suivie (Childs et al., 1993 ; Nicol et al., 1997 ; Meyer et al., 2002). Le taux de sédimentation doit tout de même surpasser le taux de déplacement et l'érosion doit être très faible, pour que les différences d'épaisseur des niveaux des dépôts le long des plans de failles permettent d'enregistrer les déplacements au cours du temps. L'observation d'une population de failles normales dans l'offshore australien de la mer du Timor a mis en évidence trois stades dans l'évolution du réseau (Meyer et al., 2002). Le premier stade correspond à une croissance rapide des longueurs de failles avec une stabilité des taux de déplacement. Le deuxième stade correspond à l'amplification du déplacement le long des failles existantes avec une propagation réduite. La troisième étape correspond à un raccourcissement de la trace des failles actives et un fort taux de mortalité des petites failles ; il y a une concentration progressive de la déformation sur quelques grandes failles. La dernière étape de concentration de la déformation est corrélée à la diminution du taux d'extension régionale. Si la distribution des rejets reste à peu près constante au

cours de la croissance du système de failles, la distribution des longueurs en loi de puissance présente un exposant «  $a$  » décroissant au cours du temps. «  $a$  » varie entre 1.78 et 1.2 après correction des effets de troncature (Meyer et al., 2002). De même, les distributions rejet maximal/longueur présentent un exposant  $n$  variable entre 1.04 et 1.79 ; les pentes les plus faibles caractérisant les horizons les plus jeunes. Cette croissance des réseaux de failles par augmentation de la longueur et du déplacement au cours du temps ainsi que par une augmentation de la connexion entre faille a également été observée dans des analyses cinématiques et géométriques de populations de failles (Walsh et Watterson, 1991 ; Anders et Schlische, 1994 ; Peacock et Sanderson, 1994 ; Cartwright et al., 1995 ; Childs et al., 1995 ; Dawers et Anders, 1995 ; Nicol et al., 1997 ; Ferrill et al., 1999 ; Walsch et al., 2001). La propagation des failles d'un niveau stratigraphique à un autre est bien sûre soumise aux contrastes mécaniques lithologiques (Becker et Gross, 1996 ; Wojtal, 1996 ; Gross et al., 1997 ; Wilkins et Gross, 2002).

Devant la difficulté à observer la croissance des réseaux de failles, de nombreux modèles numériques (Cowie et al., 1993 ; Cladouhos et Marrett, 1996 ; Cowie, 1998 ; Gupta et Scholz, 2000) ou physiques (McClay, 1990 ; Childs et al., 1993 ; Meyer, 1997 ; Marchal et al., 1998 ; Ackermann et al., 2001) ont été réalisés pour expliquer les distributions de longueurs observées. L'évolution des mécanismes de la formation du réseau de failles est à l'origine des changements dans les valeurs des exposants des lois de puissance et même de la nature des distributions de longueurs. Des modèles numériques, comme celui de Hardacre et Cowie (2003), en différenciant les failles actives des non actives, ont mis en évidence la coexistence de lois exponentielles et de lois de puissance. Des lois de puissance simples sont observées pour des taux d'extension inférieurs à 1%. Par contre, lorsque la déformation augmente, la distribution des longueurs de failles se modifie et se comporte comme une loi de puissance pour les petites longueurs et comme une loi exponentielle pour les grandes longueurs. Cette dichotomie provient du fait que de nombreuses petites failles deviennent inactives alors que la déformation se concentre sur des failles de plus en plus grandes. La population inactive des failles conserve la distribution en loi de puissance d'origine. Au contraire, les failles, qui restent actives, deviennent de plus en plus grandes et forment une distribution en loi exponentielle. La formation de cette dichotomie dépend de plus de l'hétérogénéité de résistance du milieu. Ainsi, si l'hétérogénéité est très forte, une distribution uniquement en loi de puissance est observée, avec un exposant qui décroît progressivement au cours de l'extension. Cette décroissance de l'exposant rejoint les observations faites sur les modèles de Cowie et al. (1995) et Cladouhos et Marrett (1996), qui montrent l'importance de la connexion entre les failles dans le processus de croissance des réseaux.

De manière générale, les réseaux de failles se forment en trois étapes : la fracturation commence avec l'ouverture de joints ou de structures de mode I, puis les déplacements le long des petites failles prennent le relais, avant que la connexion entre failles ne devienne le processus dominant (Martel et al., 1988 ; Martel, 1990).

Quelle que soit l'échelle d'observation, la croissance des failles et la localisation de la déformation résultent de l'amplification d'hétérogénéités du milieu (croissance à partir de structures précurseurs) mais également de l'interaction avec les autres failles qui induisent des hétérogénéités locales dans le champ de contrainte. Pour comprendre la mise en place d'un réseau de faille, il faut donc prendre simultanément en compte les hétérogénéités intrinsèques au milieu (structures pré-existantes, contrastes rhéologiques) ainsi que les hétérogénéités induites par la croissance des failles. Une des

particularités des systèmes naturels repose également sur le nombre très important d'interactions rencontrées.

### **3.3. Approche statistique**

L'apport de la physique statistique est fondamental dans la compréhension des mécanismes de fracturation et de localisation de la déformation dans la mesure où elle intègre la notion de désordre, caractéristique du milieu naturel. Elle permet de prendre en compte, dans son ensemble, la nature hétérogène du milieu étudié ; que ce soit l'ensemble des hétérogénéités intrinsèques au milieu ou induites par la présence d'autres fractures. L'idée de la physique statistique consiste à faire le sacrifice d'informations sur l'état individuel de chaque élément du système, tout en tirant profit du grand nombre d'éléments en présence pour obtenir une bonne estimation des grandeurs macroscopiques du système.

#### **a. Les modèles**

Sur la base des concepts de physique statistique, de nombreux modèles ont été développés en incorporant le rôle du désordre dans le processus de rupture (De Arcangelis et al., 1989 ; De Arcangelis et Hermann, 1989 ; Cox et Paterson, 1990 ; Charmet et al., 1990 ; Hermann et Roux, 1990 ; Hansen et al., 1991 ; Lockner et Madden, 1991 ; Reuschlé, 1992 ; Vanneste et Sornette, 1992 ; Davy et al., 1995). Les modèles fondés sur des réseaux de liens sont plus particulièrement abordés ici, car ils permettent une approche plus rigoureuse du processus de fracturation par rapport aux automates cellulaires par exemple. Dans les automates cellulaires (Bak et Tang, 1989), chaque cellule représente un segment mobile de la surface et son comportement dépend des forces exercées par ses voisins et d'une force motrice qui augmente constamment. Si la force totale dans la cellule dépasse un seuil, alors le segment va enregistrer un déplacement. Un inconvénient de ces modèles repose sur le fait que le lien entre la mécanique de la fracturation qui gouverne la propagation des cracks et les règles de croissance imposées aux différents segments n'est pas clair (Reuschlé, 1992).

Les modèles de Lockner et Maden (1991) et Reuschlé (1992) consistent à distribuer une population initiale de fissures dont la croissance est basée sur la théorie de l'élasticité linéaire dans un réseau régulier de liens en 2D. Ces modèles se situent à mi-chemin entre les modèles d'automates cellulaires et les réseaux de liens (Reuschlé, 1992). Ces modèles permettent de reproduire certaines propriétés observées lors de tests sur des échantillons de roche comme la localisation de la déformation le long d'une structure traversant tout le modèle en fonction des forces appliquées (traction, cisaillement ou compression) ou la distribution fractale des liens fracturés (cf. Figure 27). Ces simulations permettent également de prendre en compte un nombre de fissures important. Cependant, ils ne reproduisent pas la nucléation des fissures.

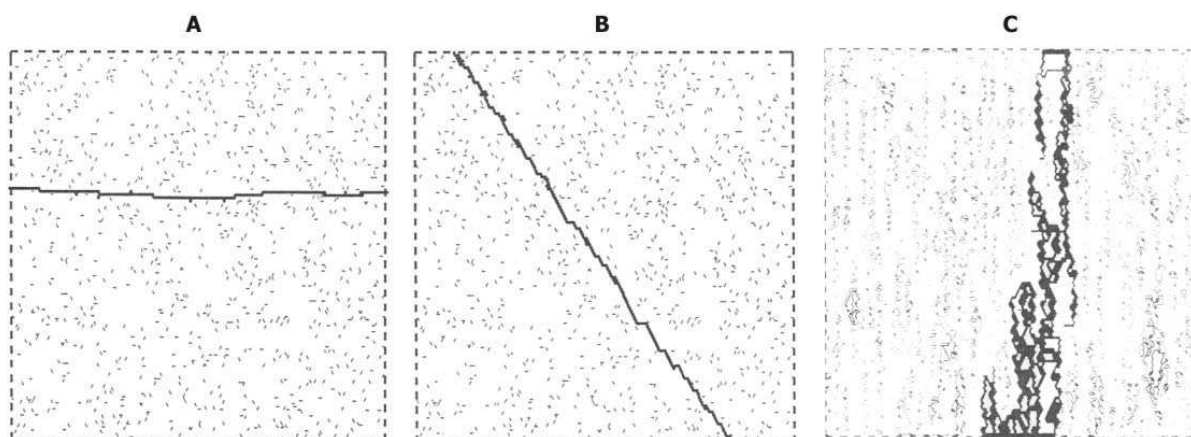


Figure 27 : Rupture macroscopique par coalescence de liens élémentaires : A- dans un système en traction uniaxiale verticale, B- dans un système en cisaillement horizontal dextre, C- dans un système en compression biaxiale (compression principale verticale) (d'après Reuschlé, 1992).

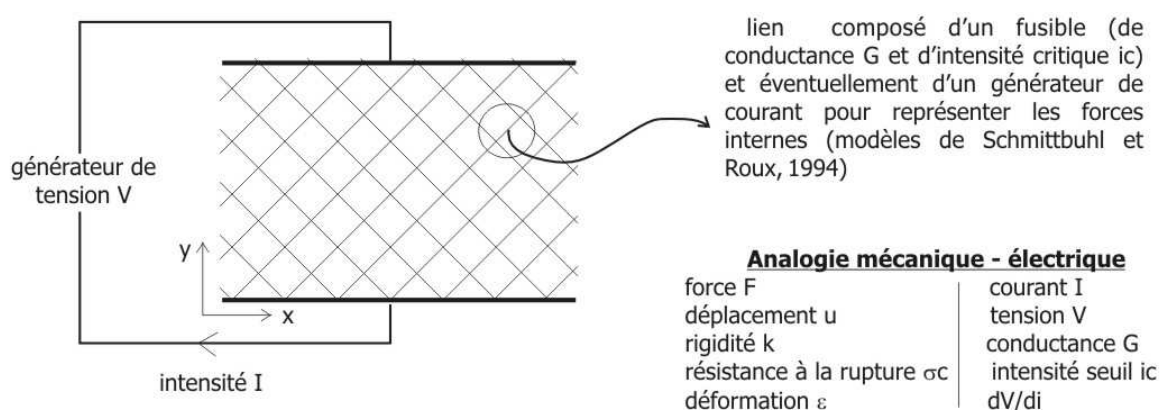


Figure 28 : Réseau de fusibles : réseau régulier à  $45^\circ$  de liens composés d'un fusible de conductance  $G$  et d'intensité critique  $i_c$ . Le réseau est soumis une tension  $V$  appliquée aux bornes du système. L'analogie entre la mécanique et le réseau électrique est donnée sur le graphique.

Les autres modèles de liens ne considèrent pas de distribution de fissures mais considèrent un milieu hétérogène. Différents types de modèles de réseaux de liens existent : les réseaux de fusibles, les réseaux de poutrelles élastiques. Le désordre peut être introduit avant le début du processus de fracturation, en donnant des seuils de rupture différents aux différents éléments du réseau. Il peut également être introduit au cours de la fracturation en déterminant de manière stochastique le prochain élément qui va casser. Dans ce cas, il n'y a pas de désordre dans le système avant le début de la fracturation. La Figure 28 présente le principe de construction d'un réseau de fusibles. Le réseau est orienté à  $45^\circ$  pour éviter d'introduire une anisotropie selon  $y$  ou  $x$ . Chaque lien est caractérisé par un fusible de conductance  $G$  et d'intensité critique  $i_c$  (au-delà de  $i_c$ , le lien devient isolant). Le désordre initial peut être introduit en attribuant des seuils de rupture différents à chaque fusible, selon une

distribution (loi de Weibull, par exemple) qui fixe l'hétérogénéité du système. Un courant d'intensité  $I$  est appliqué au système ; la redistribution des courants au niveau de chaque nœud du réseau se fait par l'intermédiaire des lois de Kirchhoff ( $\sum i = 0$ ). La rupture macroscopique du réseau a lieu lorsqu'il n'y a plus aucun chemin conducteur entre les deux bornes du système. Un réseau de poutrelles se présenterait de la même manière. Les simulations effectuées avec des réseaux de poutrelles conservent cependant l'aspect tensoriel du problème mécanique dans la mesure où la distinction entre rupture en traction ou en compression peut être faite (contrairement aux réseaux de fusibles).

Les modèles de réseaux permettent d'obtenir des courbes contrainte-déformation présentant les mêmes caractéristiques que les courbes obtenues en mécanique des roches (cf. Figure 20). Lors de la chute de la contrainte enregistrée, la déformation se localise par interaction entre les fissures. Avant d'arriver à la rupture macroscopique des réseaux, les fractures présentent des distributions fractales des éléments fracturés ( $N(L) \sim L^D$  où  $N(L)$  est le nombre d'éléments de longueur  $L$  et  $D$  la dimension fractale) (De Arcangelis et Hermann, 1989). De même, la distribution des courants locaux juste avant la rupture macroscopique présente des caractéristiques multi-fractales (De Arcangelis et al., 1989 ; Roux et Hansen, 1990 ; Herrmann et de Arcangelis, 1990). Une distribution multifractale signifie que chaque classe d'intensité de courant constitue un sous-domaine avec une dimension fractale qui lui est propre. Les lois d'échelles obtenues sont de plus très proches des lois d'échelles observées lors de l'enregistrement des émissions acoustiques pendant la compression d'éprouvettes de roches (Hirata et al., 1987 ; Lockner et al., 1992 ; Lockner, 1993 ; Guarino et al., 2002). L'influence de contraintes internes a également été étudiée en introduisant des générateurs de courants à l'intérieur du réseau de fusibles (Schmittbuhl et Roux, 1994). Pour des fortes contraintes internes, l'endommagement du réseau apparaît très rapidement, distribué de manière homogène dans le réseau. La déformation du milieu semble plastique, sans adoucissement apparent. Au contraire pour de faibles contraintes internes, le comportement du réseau est elasto-fragile avec la rupture du réseau localisée sur un crack unique.

Ces réseaux de liens ont permis de déterminer les facteurs conduisant à la mise en place de lois d'échelle lors de la fracturation de systèmes fragiles désordonnés. Un mode de rupture est défini par l'interaction entre les effets d'augmentation de contrainte en bouts de fractures et la probabilité de trouver un élément plus faible ou plus fort dans le milieu. Des tests sur de nombreux exemples ont montré que l'établissement de ces lois d'échelles ne dépendait que de la distribution des seuils de rupture et en particulier de deux paramètres :  $\Phi_0$  et  $\Phi_\infty$ .  $\Phi_0$  et  $\Phi_\infty$  caractérisent la distribution  $p(s)$  des seuils de rupture les plus faibles, et les plus forts respectivement, dans les modèles :

$$p(s) \sim s^{\Phi_0 - 1} \text{ quand } s \text{ tend vers } 0 ; s \in [0, 1].$$

$$p(s) \sim s^{\Phi_\infty - 1} \text{ quand } s \text{ tend vers } \infty ; s \in [1, \infty].$$

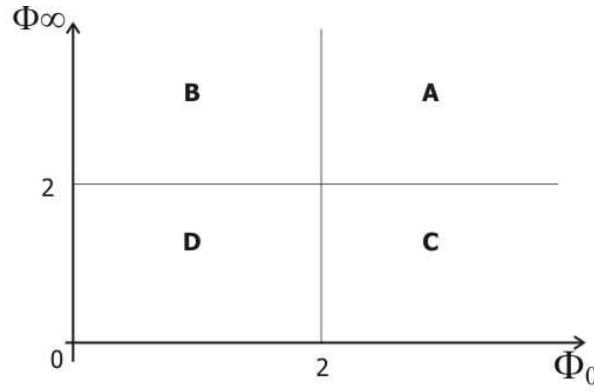


Figure 29 : Les différents modes de la rupture fragile.  $\Phi_0$  et  $\Phi_\infty$  caractérisent la distribution des faibles et des fortes valeurs de seuils. A, B, C et D correspondent à différentes classes de distributions d'hétérogénéités responsables de quatre modes de rupture différents.

Quatre types de modes de rupture en fonction du désordre représenté par  $\Phi_0$  et  $\Phi_\infty$  ont été définis (Hansen et al., 1991). La Figure 29 présente les différents modes de rupture observés en fonction des valeurs de  $\Phi_0$  et  $\Phi_\infty$ . Le premier type A correspond à une fracture unique ; il représente le cas des matériaux sans désordre, c'est-à-dire homogènes. Le deuxième type B présente un endommagement diffus mais accompagné d'une localisation de la rupture avec la mise en place de lois d'échelle. Le troisième type C présente un endommagement diffus et une déformation distribuée. Le quatrième type D correspond à un désordre très important dans lequel le nombre de seuils à fortes valeurs et à faibles valeurs est important. Dans un milieu fragile élastique, le mode macroscopique de rupture est donc contrôlé par les distributions des hétérogénéités.

L'évolution de la fracturation dans ces modèles a été associée au modèle de percolation. La percolation s'attache à décrire les propriétés géométriques de connectivité d'un système proche d'un seuil critique appelé seuil de percolation  $p_c$ . Au voisinage de ce seuil, les grandeurs caractéristiques physiques, géométriques du système sont décrites par des lois de puissance, et la géométrie de l'amas de liens infini est fractale (Stauffer et Aharony, 1992). Soit  $p$  la probabilité qu'un site soit occupé (désigné comme paramètre de contrôle) et  $\xi$  la taille caractéristique du plus grand amas. Si  $p$  est inférieur à  $p_c$ , il n'existe pas de chemin continu connectant le système d'un bout à l'autre. Au seuil de percolation,  $p = p_c$  et il existe un chemin connectant les deux bords du système ; la longueur  $\xi$  devient alors infinie. Pour  $p$  supérieur à  $p_c$ , il existe toujours un chemin continu reliant le système d'un bout à l'autre. Dans le modèle de percolation, l'évolution de la longueur de corrélation correspond donc à :

$$\xi \sim \xi_0 |p - p_c|^{-\nu} \quad (1-13)$$

$\nu$  est un exposant universel et  $p_c$  la valeur critique du paramètre de contrôle. La valeur du seuil ne dépend que de la géométrie du réseau, de la dimensionnalité du système et du modèle de percolation (dans le cas de la percolation : sites ou liens) et non de l'interprétation physique. Les exposants critiques ne dépendent eux que de la dimensionnalité du réseau, et non de la géométrie du réseau ou de l'interprétation physique. Cette indépendance des paramètres avec l'interprétation physique est une des caractéristiques des modèles de percolation, mais également, de manière générale, des modèles

présentant un comportement critique (cf. transition de phases du deuxième ordre). Dans l'étude des mécanismes de fracturation, l'amas percolant correspond à un amas de fissures. Au cours de la déformation, cet amas croît et le seuil critique est atteint lorsqu'un amas sépare le réseau en deux parties, empêchant le courant de passer. La conductance  $G$  de réseau devient alors nulle.

La plupart des modèles précédents étudient la propagation de la rupture de manière quasi-statique. Certains modèles se sont penchés sur quelques effets dynamiques. Ainsi les réseaux de fusibles ont également permis d'étudier le couplage entre milieux élastique et plastique (Vanneste et Sornette, 1992). L'ajout d'un comportement plastique est introduit par un effet de dissipation thermique associé à chaque fusible. Au cours du temps, la température au niveau d'un fusible dépend alors de l'échauffement que celui-ci subit par effet Joule et de la relaxation thermique que lui apporte un bain thermique. La rupture du fusible dépend alors de sa température critique  $T_c$ . En introduisant un temps de relaxation, ce modèle constitue la version dynamique des modèles de réseaux de liens classiques. Dans cette thèse, la localisation de la déformation et la fracturation ne sont abordées que sous l'aspect quasi-statique.

La localisation de la déformation dépend de la distribution des hétérogénéités et de la compétition entre les mécanismes de déformation impliqués. L'observation de distributions de longueurs en loi de puissance dans la nature comme dans les modèles a été comparée à la distribution des tremblements de terre connue sous le nom de loi de Gutenberg-Richter (distribution en loi de puissance de l'énergie relâchée par les séismes). Il a alors été suggéré que l'origine des lois de puissance, observées au niveau des failles, était la même que celle de la loi de Gutenberg-Richter (King, 1983 ; Sornette et Davy, 1991 ; Scholz, 1997), considérée comme représentative de systèmes critiques auto-organisés (Bak et al., 1988 ; Chen et al., 1991 ; Sornette et al., 1990 ; Cowie et al., 1995). La comparaison avec le modèle de percolation a également introduit la notion de système critique, qui appartient de manière plus générale au concept de transition de phases.

### **b. Le concept de transition de phase appliqué à la fracturation et à la localisation de la déformation**

L'association de la génération des séismes et surtout de la rupture d'un matériau à une transition de phase est assez récente (Vere-Jones, 1977 ; Allègre et al., 1982 ; Bak et Tang, 1989 ; Sornette et Sornette, 1989). Si l'hypothèse de système critique auto-organisé est couramment utilisée pour décrire l'organisation spatiale et temporelle des tremblements de terre (dans l'optique d'une déformation de la croûte à grande échelle de temps), l'analogie entre transition de phase et fracturation est moins évidente. En effet, les variables pertinentes pour faire l'analyse de la déformation en terme de transition de phase sont souvent mal connues et accessibles au mieux indirectement par des paramètres moins représentatifs. Cependant, de nombreux travaux proposent que l'endommagement d'un matériau avant la rupture, par exemple, corresponde à une transition de phase. La rupture est alors perçue comme le passage d'un état « sain » à un état « rompu » sous l'effet de l'augmentation de contrainte et de l'augmentation de la densité de fissures. Cette transition de « phases » s'accompagne alors de l'apparition d'un amas percolant de fissures ou de failles au travers du matériau, comme cela a été observé dans les réseaux de liens.



Une transition de phase est caractérisée par un paramètre d'ordre  $\Phi$  qui est un paramètre macroscopique de valeur nulle dans la phase désordonnée et non nulle dans la phase ordonnée. La transition de phase est obtenue en agissant sur une ou plusieurs variables appelées paramètres de contrôle  $\varepsilon$ . L'intensité de la force appliquée (contrainte macroscopique ou déformation macroscopique) pourrait être, par exemple, l'un de ces paramètres de contrôle. La longueur de corrélation  $\xi$  permet de connaître la distance d'influence maximale entre les éléments et la susceptibilité  $\chi$  mesure la réponse macroscopique du système en terme de variation du paramètre d'ordre. Trois types de transition de phase existent : les transitions de premier ordre, les transitions de deuxième ordre ou critiques et la criticalité auto-organisée (bases décrites par Lahaie, 2000).

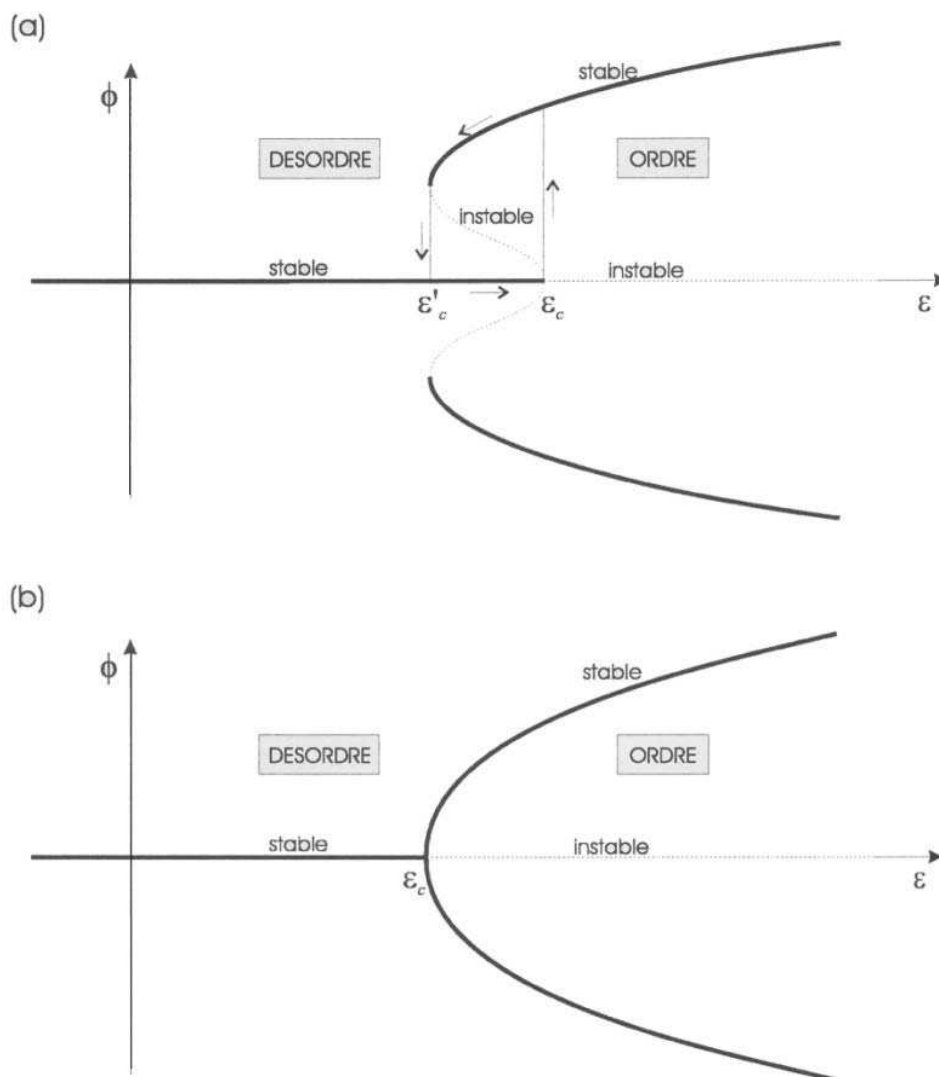


Figure 30 : (a)- Diagramme de phase d'une transition de premier ordre : bifurcation normale ou sur-critique. (b)- Diagramme de phase d'une transition de deuxième ordre : bifurcation sous-critique.  $\Phi$  est un paramètre d'ordre et  $\varepsilon$  un paramètre de contrôle (d'après Lahaie, 2000).

La transition de premier ordre est caractérisée par une discontinuité du paramètre d'ordre au passage de la transition. Par contre, ses dérivées de part et d'autre de la transition restent finies (la susceptibilité reste donc finie). De même, toutes les variables macroscopiques (comme la longueur de corrélation) restent finies. Une discontinuité de l'entropie est observée (production de chaleur latente) ainsi que des phénomènes d'hystérésis. Ces transitions sont également connues sous le nom de bifurcation normale ou sur-critique (cf. Figure 30-A).

La transition de deuxième ordre ou critique est caractérisée par une continuité du paramètre d'ordre et par une divergence de ses dérivées (et donc de sa susceptibilité). Certaines variables macroscopiques, comme la longueur de corrélation, divergent et de nombreuses lois d'échelles apparaissent. Aucun saut d'entropie n'est observé (pas de production de chaleur latente). Le schéma de la Figure 30-B est également connu sous le nom de bifurcation sous-critique. La percolation est un exemple de transition critique (Stauffer et Aharony, 1992).

La criticalité auto-organisée (CAO), contrairement aux transitions de phase précédentes, caractérise un système critique dynamique qui fluctue spontanément autour d'un point critique sans que l'on ait à ajuster son paramètre de contrôle. Le phénomène de criticalité auto-organisée pourrait être illustré par la dynamique des avalanches d'un tas de sable que l'on saupoudrerait lentement de manière régulière. Le point critique serait alors assimilé à la pente critique au-delà de laquelle une avalanche se produit. Sous l'effet du saupoudrage permanent (contrainte externe) et de la relaxation par les avalanches, la pente critique est atteinte en permanence et presque partout (Bak et al., 1987 ; 1988). La CAO a été plus particulièrement représentée par des modèles d'automates cellulaires.

Le concept de transition de phase appliqué à la fracturation a été essentiellement testé sur des modèles élastiques inspirés du modèle de percolation, en prenant en compte l'effet de l'hétérogénéité du milieu et/ou l'effet du report de la contrainte sur les autres éléments lorsqu'un élément se rompt. Les modèles numériques les plus couramment utilisés sont les modèles de liens décrits précédemment. Des modèles de faisceaux de fibres ont également été utilisés (Daniels, 1945 ; Andersen et al., 1997 ; Toussaint et Pride, 2002) ; ces modèles ont la possibilité d'être résolus de façon analytique. Dans ces différents modèles, chaque élément, qui casse, ne peut plus accumuler de l'énergie contrairement aux modèles de systèmes critiques auto-organisés où la cicatrization des éléments a lieu. Le concept de transition de phase a également été étudié dans un certain nombre d'expériences en laboratoire (Cannelli et al., 1993 ; Petri et al., 1994 ; Anifrani et al., 1995 ; Garcimartin et al., 1997 ; Maes et al., 1998 ; Guarino et al., 1999, 2002).

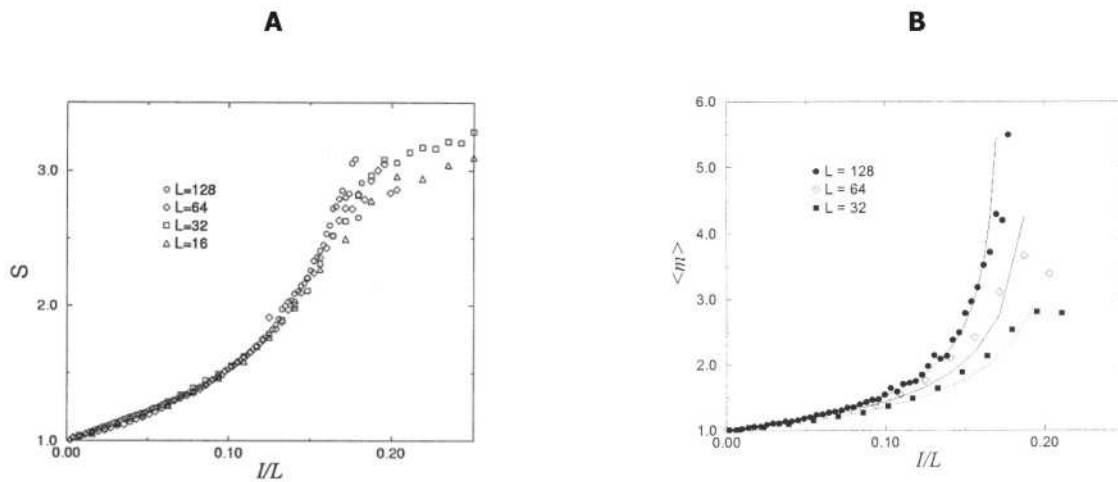


Figure 31 : Réseau de fusibles : A- Taille moyenne de l'amas en fonction du courant appliqué et pour différentes tailles de système. La taille de l'amas ne semble pas diverger. B- Evolution de la taille de l'avalanche  $m$  (nombre de liens cassés) en fonction du courant appliqué et de la longueur du système :  $m$  diverge à l'approche de la rupture (d'après Zapperi et al., 1999)

A la vue des observations faites sur les différents modèles et expériences, les avis restent partagés quant au choix de l'ordre de la transition de phase. Pour certains, la fracturation est une transition de phase de premier ordre (Zapperi et al., 1997, 1999a, 1999b ; Rundle et al., 1999). Cette transition est en particulier valable pour les matériaux homogènes. En effet, si le matériau est homogène, les éléments vont se charger élastiquement jusqu'à leur seuil de rupture où ils vont rompre. Dans ce cas, le module d'Young va passer de façon discontinue d'une valeur positive à une valeur nulle. Ce type de transition a plus particulièrement été utilisé par les mécaniciens pour expliquer la formation des bandes de cisaillement (Rudnicki et Rice, 1975). Lorsque l'on soumet un solide homogène à un champ de déformation homogène, à proximité de l'état initial, il y a une correspondance directe entre la force appliquée et la déformation. Il n'y a alors qu'une solution au problème de déformation. Lorsque le raccourcissement est plus important, le solide peut se déformer de manière homogène ou bien de manière hétérogène et localiser la déformation. Deux solutions existent alors au problème, conduisant à la bifurcation ou transition de premier ordre. (cf. Figure 30-A). Pour Zapperi et al. (1999 a et b), cette transition de phase est valable également pour les systèmes faiblement hétérogènes. Ainsi sur des réseaux de fusibles dont la distribution des seuils est uniforme dans un intervalle donné, ils observent que la taille moyenne de l'amas formé par les liens cassés ne diverge pas (cf. Figure 31-A). De même, la conductivité du réseau présente un saut fini lorsque la valeur du courant atteint sa valeur critique de rupture du réseau. Ces observations sont en faveur d'une transition de premier ordre. La transition ne devient critique que dans la limite d'une hétérogénéité infinie. En revanche, le nombre de liens cassés (correspondant à la taille moyenne des avalanches) diverge lorsque l'intensité critique de rupture approche (cf. Figure 31-B). Pour réconcilier la transition de premier ordre avec l'observation de ces lois d'échelle proches de la transition, Zapperi et al. (1999 a et b), Sethna et al. (1993) proposent un modèle de transition de premier ordre en présence d'hétérogénéités. Dans ce cas, le système est considéré comme proche d'une spinodale (qui est un point de l'espace des phases séparant un état métastable d'un état instable du système et qui *a priori* n'existe que dans la théorie du champ moyen). Proche de ce point (spinodale), la portée des interactions est grande (voire infinie en théorie) et la

présence d'hétérogénéités permet d'évoluer en avalanche vers l'instabilité finale. Ces conditions sont réunies dans les matériaux élastiques puisque les interactions élastiques sont de longue portée et que la plupart des matériaux ont un certain degré d'hétérogénéités.

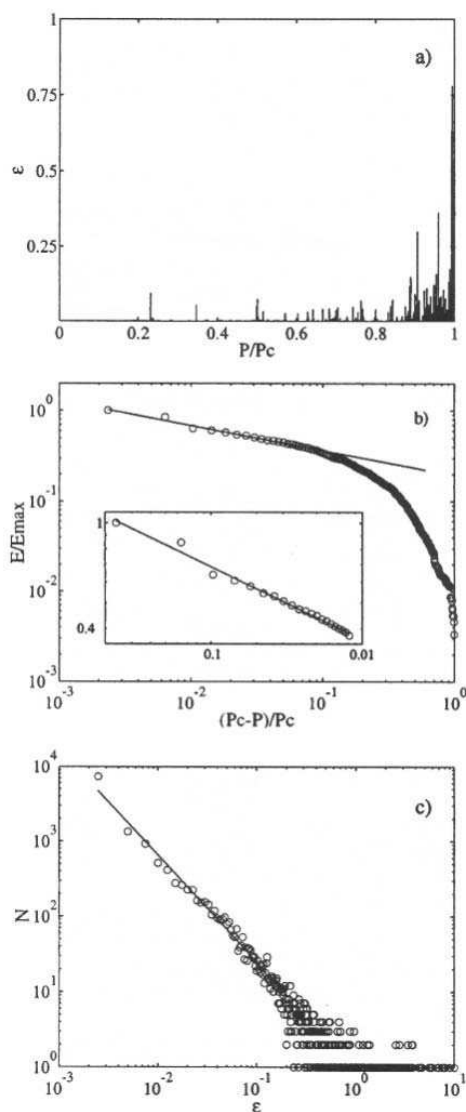


Figure 32 : Expériences de fracturation en mode I sur des plaque de bois dont les émissions acoustiques sont enregistrées au cours du chargement. a) Energie relâchée en fonction de la pression normalisée par rapport à la pression de rupture  $P_c$  dans un échantillon. b) Evolution de l'énergie cumulée normalisée en fonction de la pression réduite ( $E_{max}$  est l'énergie totale). A l'approche de la pression critique de rupture, l'énergie cumulée suit une loi de puissance (en zoom dans l'encadré). c) Histogramme des énergies  $\varepsilon$  enregistré dans 11 échantillons de bois.  $N(\varepsilon) \sim \varepsilon^{-\gamma}$  (d'après Garcimartin et al., 1997).

D'autres sont en faveur d'une transition critique ou de deuxième ordre. Ainsi, les modèles basés sur la percolation (Hermann et Roux, 1990) montrent une évolution caractéristique de certaines variables, comme celle de la longueur de corrélation, avec l'apparition de lois d'échelle à l'approche du point critique. L'existence de précurseur à la rupture est en faveur d'une transition critique, bien que certains

précurseurs soient également observés dans la transition de premier ordre proche d'une spinodale. De plus, lorsque le matériau est hétérogène, une phase d'endommagement progressif est observée, dans laquelle les éléments vont rompre sous formes d'avalanches de tailles variées. Dans ce cas, le module d'Young va décroître de manière continue en loi de puissance vers une valeur nulle. Les modèles de Vanneste et Sornette (1992) présentent une rupture critique pour toute valeur non nulle du degré d'hétérogénéité. Cependant, lorsque le niveau d'hétérogénéités est très faible, la phase critique pré-rupture est observée sur une gamme très réduite du paramètre de contrôle (à savoir la contrainte appliquée) et peut donc laisser croire que la fracturation est une transition de premier ordre (sans précurseurs). Les observations expérimentales tendent également à présenter la rupture comme une transition de phase de second ordre (Mogi, 1962 ; Petri et al., 1994 ; Garcimartin et al., 1997 ; Guarino et al., 1998). Ainsi, une augmentation en loi de puissance de l'énergie élastique cumulée est observée avant la rupture de l'échantillon (cf. Figure 32). Ce taux d'énergie élastique est calculé grâce à l'enregistrement des émissions acoustiques. La loi de puissance sur l'énergie n'est observée que si le chargement de l'éprouvette se fait en pression ou contrainte et non en déformation (Garcimartin et al., 1997). L'augmentation des émissions acoustiques à l'approche du point critique et leur regroupement sous forme d'amas, ainsi que la distribution des énergies en lois de puissance ( $N(\varepsilon) \sim \varepsilon^{-\gamma}$ ), sont en revanche observées quelle que soit la méthode de chargement (cf. Figure 32). Ces critères peuvent déjà être en soi des arguments en faveur d'une transition de deuxième ordre (Guarino et al., 1998).

Dans la mesure où le matériau s'endommage généralement de façon irréversible lors d'expériences en laboratoire, le concept de CAO est difficilement applicable (Sornette, 1994). Cependant, si l'on se place à une échelle supérieure à celle d'une fracture, l'endommagement peut être considéré non comme une rupture irréversible des éléments mais comme une diminution progressive du module d'Young des éléments à chaque fois que ceux-ci sont impliqués dans une avalanche (ou rupture de liens) (Zapperi et al., 1997b; Amitrano et al., 1999). Ces modèles évoluent vers un comportement plastique présentant les caractéristiques d'un système de criticalité auto-organisée. Par contre, une condition requise pour pouvoir appliquer la CAO dans ce cas est que l'expérience s'effectue à déformation imposée et non à contrainte imposée, car si la contrainte est imposée, l'énergie élastique moyenne stockée dans les éléments est également imposée, alors qu'elle doit être libre et doit pouvoir s'ajuster d'elle-même à sa valeur critique dans un modèle de CAO. L'analogie avec la CAO pose quand même certains problèmes dans la mesure où la dissipation d'énergie, associée à la déformation inélastique, introduit une longueur de corrélation finie et rend le matériau sous-critique. De même, la cicatrisation instantanée n'est pas évidente pour les objets géologiques. L'endommagement ne peut être non plus permanent et il arrive un moment où la roche se fracturera. Par contre, dans le cas de déformations visco-plastiques, la cicatrisation des éléments est instantanée.

De manière générale, l'application des transitions de phase aux systèmes naturels pose un problème dans la mesure où les systèmes sont de taille finie. Ainsi, la valeur de transition critique va présenter une distribution non centrée sur la valeur critique théorique. La taille finie influe également sur l'évolution des variables macroscopiques au voisinage du point critique. Dans les modèles de percolation, la taille des amas est nécessairement limitée par la taille du système ; la susceptibilité (taille moyenne des avalanches ou taux d'énergie élastique libéré) ne peut alors diverger et va présenter un pic plus ou moins large.

Une des implications majeures de la criticalité d'un système est l'absence de longueur caractéristique. Ainsi, dans un système critique, il n'y aura aucune échelle à laquelle un échantillon représentatif du système pourra être obtenu, hormis l'échelle du système ou une taille supérieure à la longueur de corrélation. Les approches utilisées pour décrire ces systèmes doivent donc tenir compte de tout le spectre des échelles de longueurs. Le formalisme des transitions de phases semble cependant actuellement le seul capable et le plus adapté à interpréter la présence de lois d'échelles dans la nature (Lahaie, 2000).

#### **4. Conséquences pour l'étude de la localisation et de la fracturation de la lithosphère continentale**

Les déformations appliquées aux limites, conjuguées à la forte hétérogénéité de la lithosphère continentale, se traduisent par des déformations complexes affectant de larges étendues. Ces déformations se retrouvent principalement localisées dans de grands champs de failles, dont l'organisation, présente à toutes les échelles, semble peu prévisible.

L'étude de la rhéologie de la lithosphère a montré que deux comportements couplés en profondeur cohabitaient : le comportement fragile à l'origine des fractures et un comportement ductile tendant à distribuer les déformations. La prise en compte du couplage dans les modèles expérimentaux semble pertinente dans la mesure où celui-ci permet d'obtenir des réseaux de fractures statistiquement similaires à ceux observés et permet de ne privilégier aucune échelle de longueur. Les résultats obtenus à partir de telles expériences (Bonnet, 1997) ont montré que le couplage fragile/ductile, par l'intermédiaire des rapports de résistance des différents niveaux, jouait un rôle primordial sur la localisation de la déformation. Les résultats présentés dans le chapitre II s'inscrivent dans la continuité de ces travaux, et visent à caractériser les déformations d'un milieu fragile/ductile en contexte de collision. L'accent est plus particulièrement mis sur le rôle du couplage mécanique fragile/ductile. Le rôle de la gravité est également analysé en terme de modes de déformation (compressif, extensif, décrochant). Les expériences présentées sont des expériences bicouches ou tri-couches, répondant plutôt au profil rhéologique de Jackson (2002) où la résistance du milieu est principalement supportée par le niveau fragile supérieur.

Un des enjeux est de comprendre le mécanisme de localisation de la déformation et la mise en place des réseaux de failles. En effet, les premiers stades d'apparition des réseaux et de l'organisation de la déformation sont déterminants sur la morphologie finale du réseau de failles. Le processus de localisation sera plus particulièrement étudié dans le chapitre III. L'originalité de l'étude consiste à analyser en détail les déplacements incrémentaux enregistrés au cours du raccourcissement de différentes expériences. Dans la mesure où des lois d'échelles sont observées dans les réseaux de failles et où la fracturation peut être considérée comme un phénomène critique, l'outil de renormalisation sera plus particulièrement utilisé. La renormalisation consiste à exprimer l'invariance de certaines quantités physiques en fonction de l'échelle des longueurs (Hermann et Roux, 1990). Ainsi, les déformations comme leurs corrélations spatiales et temporelles sont étudiées en fonction des différentes échelles d'observation. La détermination éventuelle de lois d'échelle permettra de donner

quelques pistes concernant le phénomène de localisation de la déformation dans de tels milieux rhéologiquement stratifiés. Les rôles du couplage fragile/ductile et des contraintes internes sur la localisation de la déformation sont également abordés.

Le chapitre IV s'attache à faire le lien entre les champs de déformation analysés et les réseaux de failles observés. Le rôle des fractures dans l'accommodation de la déformation est plus particulièrement mis en avant.

Enfin, dans la mesure où la déformation et les contraintes mécaniques à l'interface fragile/ductile ne sont pas accessibles dans les expériences, la compréhension du couplage fragile/ductile a fait l'objet d'une étude numérique présentée dans le chapitre V. Ce chapitre a pour objectif de comprendre en quoi la présence d'une couche ductile va influencer le comportement macroscopique de la couche fragile. En fonction de la viscosité de milieu, la fracturation est soit diffuse, soit localisée.

## **CHAPITRE II**

### **Déformation dans un milieu expérimental fragile/ductile en contexte de collision**





## **II. DEFORMATION DANS UN MILIEU EXPERIMENTAL FRAGILE/DUCTILE EN CONTEXTE DE COLLISION**

La lithosphère continentale est un milieu hétérogène par excellence : minéralogie variable, diversité des comportements mécaniques rencontrés présentant deux modes extrêmes (la rupture et le fluage visqueux), hétérogénéités pré-existantes... La déformation de la lithosphère conduit donc à l'apparition de styles de déformation et de fracturation très variés, résultant de l'interaction entre les différentes rhéologies et forces rencontrées. L'analyse de ces déformations est d'autant plus complexe que la lithosphère continentale présente généralement non seulement un très grand nombre de failles mais également une organisation de ces failles à toutes les échelles. L'objectif de ce chapitre consiste à déterminer les paramètres mécaniques pertinents contrôlant le style de déformation de la lithosphère continentale. La notion de style recouvre à la fois les modes de déformation (compressif, décrochant et extensif) ainsi que la nature localisée ou non de la déformation.

La démarche choisie fait appel à la modélisation expérimentale. L'avantage des modèles expérimentaux par rapport aux modèles numériques réside dans leur capacité à générer des failles, à les faire croître et se connecter en réseaux complexes, dont les propriétés géométriques et statistiques sont similaires à celles des réseaux naturels (Davy et al., 1990 ; Sornette et al., 1993 ; Davy et al., 1995). Dans ces expériences, la lithosphère continentale est représentée sous forme d'un milieu rhéologiquement stratifié (superposition de niveaux fragiles et ductiles ; Goetze et Evans, 1979). Ce type de modélisation a plus particulièrement été développé à Rennes au cours de ces quinze dernières années (synthèse de Brun, 2002). Il s'agit d'expériences bicouches, tri-couches ou quadri-couches de sable et de silicone inter-stratifiés, « flottant » sur un liquide peu visqueux et dense, représentant l'asthénosphère. De nombreuses expériences ont été réalisées en compression : collision Inde-Asie (Davy et Cobbold, 1988, 1991 ; Jolivet et al., 1990 ; Sornette, 1990 ; Sornette et al., 1993, Burg et al., 1994 ; Fournier, 1994 ; Fournier et al., 2004), formation des Pyrénées (Davy et al., 1990), collision Anatolie-Arabie (Suzanne, 1991) ; extrusion latérale dans les Alpes Orientales (Ratschbacher et al., 1991 ; Rosenberg et al., 2004). D'autres expériences concernent également le partitionnement de la déformation dans des zones de subduction oblique (Faccenna et al., 1999). Des expériences ont également été menées en extension : sur l'amincissement de la lithosphère (Allemand et al., 1989), sur le boudinage de la lithosphère (Beslier et Brun, 1991), sur la dynamique d'extension arrière-arc (Faccenna et al., 1996), sur l'extension Egéenne (Hatzfeld et al., 1997 ; Gautier et al., 1999 ; Martinod et al., 2000), sur les marges passives volcaniques (Callot et al., 2000) et sur les modes d'extension de la lithosphère (Benes et Davy, 1996).

Dans cette thèse, l'étude se focalise plus particulièrement sur les expériences concernant la collision continentale. Ce cas est particulièrement intéressant puisque les trois modes de déformation peuvent être attendus : de la compression avec un épaississement de la lithosphère et le développement de chevauchements au front du poinçon, une extrusion latérale à grande échelle des blocs continentaux le long de failles décrochantes et de l'extension dans la périphérie dans le cas d'une bordure faiblement confinée. Tous ces modes ont principalement été illustrés dans deux zones de collision actives, qui sont la collision Inde-Asie (Tapponier et Molnar, 1977), avec l'ouverture du Sud de la Mer de Chine et de la Mer du Japon (Tapponier et al., 1982, 1986 ; Kimura et Tamaki, 1986 ; Jolivet et al.,

1990 ; Fournier, 1994 ; Fournier et al., 2004) et la collision Anatolie-Arabie (Dewey et al., 1996 ; McKenzie et Jackson, 1986 ; Davy et Suzanne, non publié en 1991). La collision Inde-Asie est représentée dans la Figure 33 : elle montre un épaissement crustal avec l'existence de grands chevauchements au niveau de la chaîne himalayenne (cf. Figure 33-A), de grands décrochements tels que l'Altyn Tagh ou la faille du Fleuve Rouge permettent d'extruder des blocs peu déformés (cf. Figure 33-B). Enfin, en périphérie de la zone de collision, des zones en extension sont observées : au niveau de la mer de Chine du sud, par exemple (cf. Figure 33-B).

Ce travail ne vise cependant pas à reproduire et à comprendre la déformation d'une région donnée. La compilation de plusieurs dizaines d'expériences réalisées à Rennes, complétée par de nouvelles expériences, permet d'avoir un aperçu plus large de l'influence des différents paramètres expérimentaux (épaisseur des couches, densités, viscosités, taux de raccourcissement...). Le but de cette étude repose sur la détermination de paramètres mécaniques macroscopiques contrôlant le style de déformation dans les systèmes en collision à l'échelle de la lithosphère. L'accent sera plus particulièrement mis sur le rôle du couplage fragile/ductile et celui des forces gravitaires dans la déformation et la fracturation de tels milieux.

Dans un premier temps, la méthode expérimentale choisie est exposée, et l'ensemble des caractéristiques des expériences compilées est donné. Les déformations sont ensuite décrites suivant deux paramètres : le paramètre fragile/ductile  $\Gamma$  et le nombre d'Argand  $Ar$ . Les résultats sont plus particulièrement interprétés en terme de localisation de la déformation et de relations spatiales et temporelles entre les structures compressives, extensives et décrochantes.

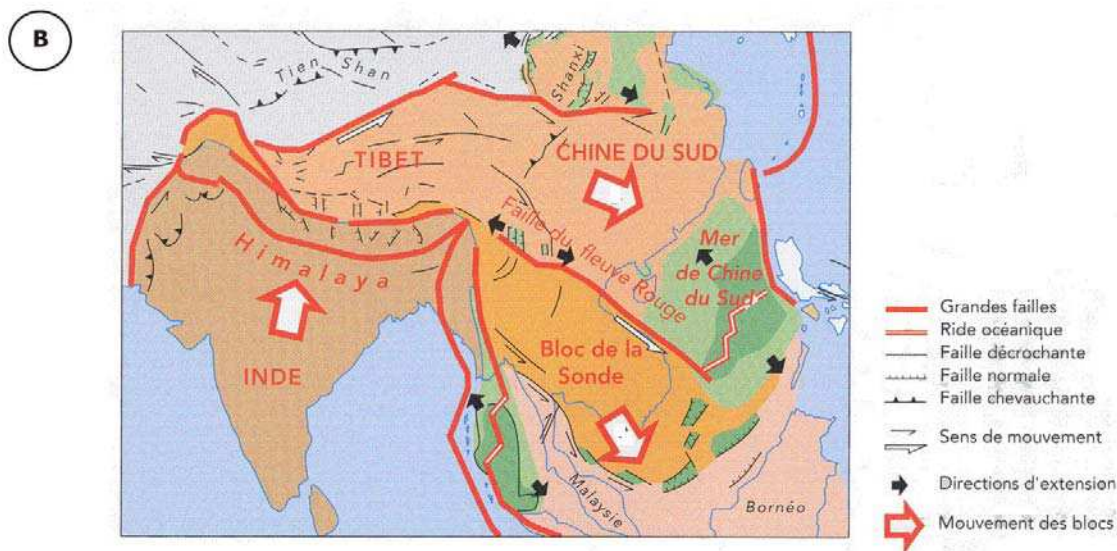
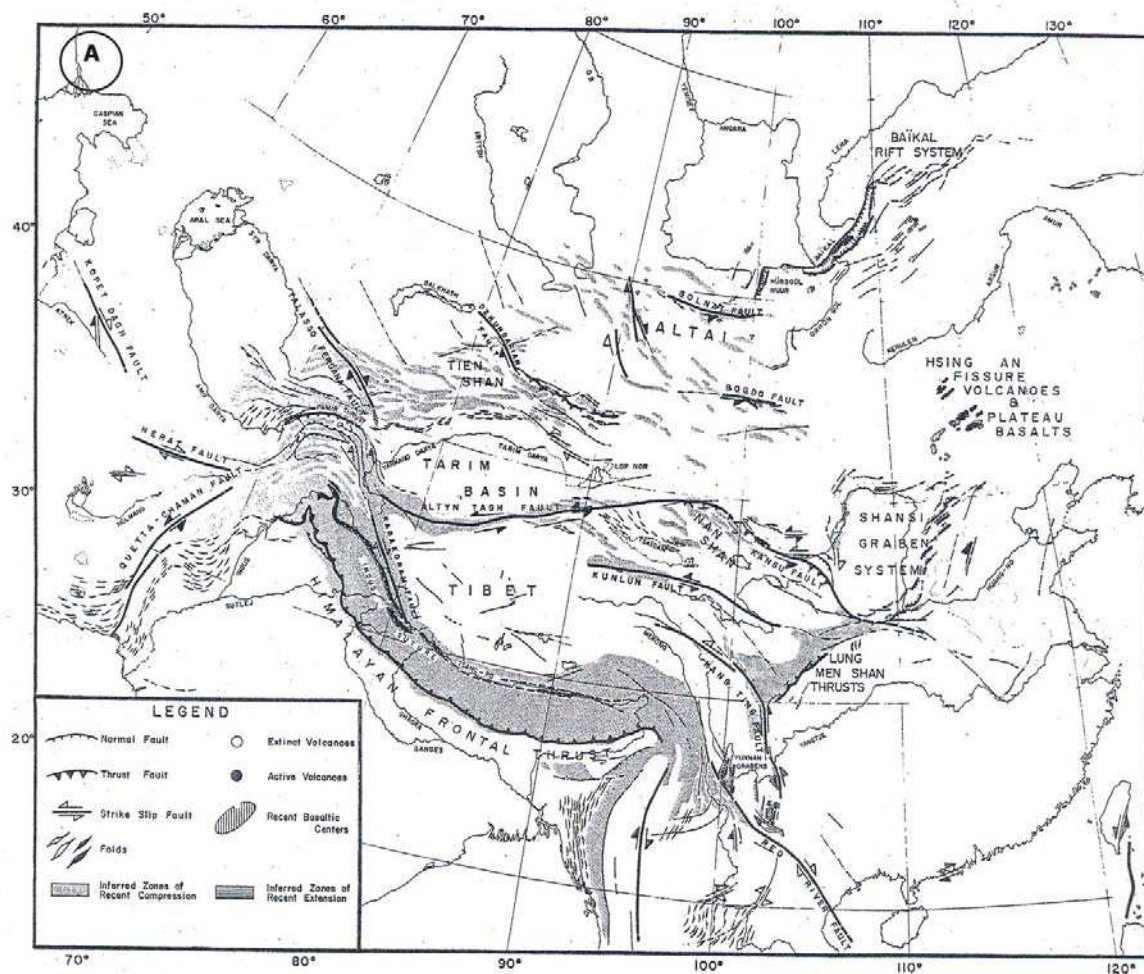


Figure 33 : A. Carte simplifiée de la tectonique récente en Asie présentant les zones compressives, décrochantes et extensives. Seules les failles principales sont représentées (d'après Tapponnier et Molnar, 1977). B. Schéma interprétatif représentant l'extrusion des blocs principaux le long des décrochements majeurs ainsi que les principales zones d'extension (d'après Lacassin et Leloup, extrait d'Avouac et de Wever, 2002).

## 1. La modélisation expérimentale choisie

Dans cette étude, la lithosphère continentale est assimilée à un milieu où se superposent niveaux fragiles et ductiles (Goetze et Evans, 1979 ; Brace et Kohlstedt, 1980 ; Kirby, 1983 ; Ranalli, 1986 ; Kuznir et Park, 1986 ; Ord et Hobbs, 1989 ; Shimada et Cho, 1990 ; Kohlstedt et Evans, 1995). La coexistence entre ces couches rhéologiques ductiles et fragiles est considérée comme une caractéristique dominante et particulière au comportement de la lithosphère continentale. Trois niveaux sont distingués : la croûte supérieure fragile, la croûte inférieure ductile et le manteau supérieur fragile ou ductile selon la température considérée au Moho (Sonders et England, 1986 ; Davy et Cobbold, 1991).

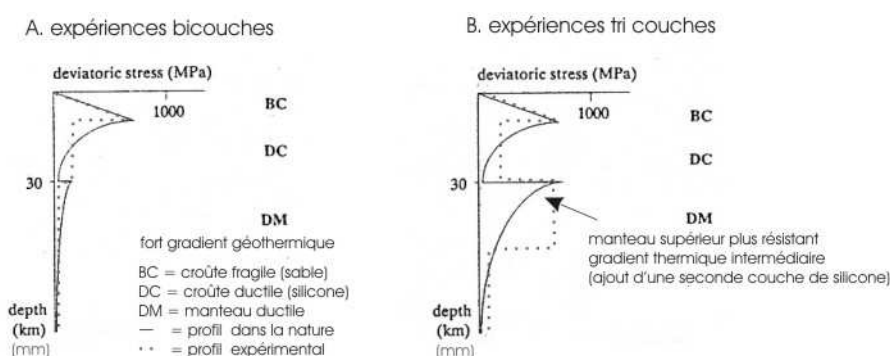


Figure 34 : Profils rhéologiques simplifiés en régime décrochant : A- expériences bicouches, B- expériences tri-couches (d'après Davy et Cobbold, 1991). Les lignes pleines (les pointillés, respectivement) représentent la valeur de la contrainte déviatorique en fonction de la profondeur, à l'échelle lithosphérique réelle (à l'échelle de l'expérience, respectivement).

Les comportements fragiles et ductiles sont donc couplés dans la modélisation expérimentale choisie. Deux profils rhéologiques simplifiés, en régime décrochant, ont plus particulièrement été utilisés (cf. Figure 34). Le premier correspond à celui utilisé pour les expériences bicouches, composées d'une croûte fragile et d'une croûte ductile reposant directement sur un manteau ductile très peu résistant (cf. Figure 34-A). Ce type de profil est représentatif d'un fort gradient géothermique avec une température au Moho supérieure à 700°C (cf. Davy et Cobbold, 1991). Le deuxième profil (cf. Figure 34-B) correspond à celui des expériences tri-couches. Dans ce cas, le manteau supérieur présente un niveau plus résistant, mais encore ductile, représenté par une couche supplémentaire de résistance plus forte que celle de la croûte. La température du Moho pourrait être estimée à 600°C. Pour une température inférieure à 600°C, le manteau supérieur peut être représenté par une couche fragile. Les modèles expérimentaux quadri-couches n'ont cependant pas été testés dans cette étude, d'autant plus que l'existence du manteau fragile (justifiant de ces modèles à quatre couches) est remise en cause par Jackson (2002). D'autre part, une bonne compréhension du couplage dans un bicouche est nécessaire avant d'aborder les couplages dans les multi-couches.

Le contexte de déformation choisi est la compression en présence d'un ou deux bords libres permettant l'extrusion des matériaux sur les côtés. Le régime décrochant est donc prédominant.

Le dimensionnement, le choix des matériaux ainsi que le dispositif expérimental sont décrits par la suite.

### 1.1. Le dimensionnement

Le dimensionnement se fonde sur la similitude géométrique et dynamique des déformations observées dans une expérience et dans la nature. Le principe du dimensionnement est donc basé sur l'égalité entre les grandeurs adimensionnelles de l'expérience et celles de leur analogue naturel (Hubbert, 1937 ; Ramberg, 1967). Ainsi, par exemple, les forces gravitationnelles, qui ne peuvent être négligées à l'échelle de la lithosphère, doivent être prises en compte et être cohérentes par rapport aux forces existant en surface dans les expériences.

Trois aspects principaux de la similitude doivent être respectés : la similitude géométrique, la similitude cinématique et la similitude dynamique. La similitude géométrique implique de fixer le rapport des longueurs entre l'expérience et l'objet naturel. Dans cette étude, la réduction d'échelle de longueur est de l'ordre de  $10^{-7}$ , c'est-à-dire :  $L_m/L_r = 10^{-7}$  avec  $L_r$ , une longueur dans le milieu naturel et  $L_m$ , la longueur équivalente dans l'expérience. En pratique, 1 mm dans l'expérience représente 10 km. La similitude cinématique implique de fixer le rapport des temps. La réduction d'échelle des temps est typiquement de l'ordre de  $10^{-10}$  c'est-à-dire  $t_m/t_r = 10^{-10}$ . Une heure d'expérience correspond ainsi à un million d'années de déformations géologiques. Fixer un rapport de temps comme de longueurs revient du même coup à fixer les rapports de vitesse et d'accélération. Les choix de la réduction de longueur et de temps sont bien sûr guidés par des impératifs de commodité pour la réalisation des expériences. Enfin, la similitude dynamique est respectée si toutes les forces agissant sur l'expérience comme sur l'objet naturel respectent un même rapport de forces tel que  $F_m/F_r = \gamma$  avec  $F_r$  la force considérée,  $F_m$  la force équivalente dans l'expérience et  $\gamma$  le coefficient de proportionnalité (Ramberg, 1981). Les forces doivent également respecter les équations de la dynamique, de la rhéologie et de la chaleur (Davy et Cobbold, 1991).

L'équation générale de la dynamique, par exemple, s'exprime comme :

$$\rho \left( \frac{\partial U_i}{\partial t} + U_j \frac{\partial U_i}{\partial x_j} \right) = - \frac{\partial P}{\partial x_i} - \frac{\partial \sigma_{ij}}{\partial x_j} + \rho g_i \quad (2-1)$$

Elle peut être ré-écrite sous la forme de variables adimensionnelles et de grandeurs caractéristiques ( $t_0$ ,  $L_0$ ,  $\rho_0$ ,  $\sigma_0$ ) (Davy, 1986).

$$\frac{U_0}{gt_0} \left( \frac{\partial U_i^*}{\partial t^*} + U_j^* \frac{\partial U_i^*}{\partial x_j^*} \right) = - \frac{\sigma_0}{\rho_0 g L_0} \left( - \frac{\partial P^*}{\partial x_i^*} - \frac{\partial \sigma_{ij}^*}{\partial x_j^*} + \frac{\rho_0 g L_0}{\sigma_0} \right) \quad (2-2)$$

$\frac{U_0}{gt_0}$  représente le rapport entre les forces inertielles et les forces gravitaires. A l'échelle lithosphérique, ce rapport est négligeable ; il vaut  $10^{-23}$ . Dans les expériences,  $\frac{U_0}{gt_0} \sim 10^{-10}$  ; les forces

inertielles peuvent également être négligées. Le système est considéré comme quasi-statique.  $\frac{\sigma_0}{\rho_0 g L_0}$  représente le rapport entre le champ de contrainte global et les contraintes gravitaires. Dans les

expériences présentées, le champ de gravité est normal et doit être pris en compte, dans la mesure où les forces gravitaires peuvent être du même ordre de grandeur que les forces tectoniques.

En ce qui concerne les équations de la rhéologie, deux rhéologies sont prises en compte (cf. Figure 34). Le milieu fragile est caractérisé par l'équation de Coulomb (Byerlee, 1978) :

$$\tau = \mu \sigma_n + c \quad (2-3)$$

$\tau$  est la contrainte cisailante,  $\mu$  est le coefficient de frottement interne (il est égal à la tangente de l'angle de frottement interne),  $\sigma_n$  représente la contrainte normale et  $c$ , la cohésion.  $\mu$  étant sans dimension, il doit être le même dans l'expérience et dans la nature. Par contre, la cohésion  $c$  est de la dimension d'une contrainte et doit satisfaire le même rapport que celui des contraintes. Or, si la masse volumique des matériaux choisis dans l'expérience est du même ordre de grandeur que dans la nature et que la gravité est la même, alors le rapport des échelles de contrainte ( $\sigma = \rho gh$ ) sera équivalent au rapport des échelles de longueur ( $10^{-7}$ ). La cohésion du matériau fragile devra alors être  $10^7$  fois inférieure à celle du matériau naturel (estimée à  $5 \cdot 10^7$  Pa) et sera donc considérée comme négligeable.

Si le milieu ductile est assimilé à un fluide newtonien, la viscosité est équivalente au rapport entre contrainte et taux de déformation. Le rapport des viscosités s'exprime donc comme le produit du rapport d'échelles de longueur par le rapport d'échelles de temps.

$$\frac{v_m}{v_r} = \frac{\sigma_m}{\sigma_r} \frac{\dot{\epsilon}_r}{\dot{\epsilon}_m} \sim \frac{L_m}{L_r} \frac{t_m}{t_r} = 10^{-7} \times 10^{-10} \quad (2-4)$$

La viscosité du matériau expérimental doit être  $10^{17}$  fois inférieure à la viscosité du milieu naturel (qui est de l'ordre de  $10^{21}$  Pa.s).

Les conditions de similitudes vont donc guider le choix des matériaux.

Tous les aspects de la déformation lithosphérique n'ont pas été pris en compte. Les expériences présentées ne prennent pas en compte les phénomènes associés aux aspects thermiques et à la présence de fluides. Ces phénomènes ont été étudiés par ailleurs (Cobbold et Jackson, 1992 ; Cobbold et Castro, 1999). Il ne peut donc y avoir ni réajustement thermique, ni variations spatiales et temporelles de l'interface fragile/ductile. Cependant, dans la mesure où le régime décrochant est dominant, la migration de l'interface fragile/ductile peut être considérée comme relativement faible. Pour les niveaux ductiles, la non prise en compte d'un gradient thermique implique une viscosité constante et donc une contrainte déviatorique constante avec la profondeur. La répartition de la résistance des niveaux ductiles est alors homogène dans les expériences ; ce qui n'est pas le cas dans la nature (cf. Figure 34). Cependant, l'objectif de cette étude est la compréhension d'un processus physique et non la reproduction exacte de déformations naturelles en se focalisant sur des exemples régionaux. La compréhension des mécanismes de la déformation d'un milieu fragile/ductile, représentant un aspect important de la lithosphère, justifie donc le choix des modélisations effectuées.

## 1.2. Les matériaux

Pour satisfaire aux critères du dimensionnement, trois matériaux ont été choisis : le sable, la silicone et le miel. Ils répondent également à des critères économiques et pratiques (facilité d'utilisation et de conditionnement, non-toxicité).

### a. Le sable

Pour représenter la croûte supérieure, le matériau choisi doit avoir un comportement fragile et obéir à la loi de Coulomb. Compte-tenu du dimensionnement, le matériau doit avoir un coefficient de frottement interne proche de celui rencontré dans la nature et une cohésion négligeable.

Le sable sec de Fontainebleau a donc été choisi ; il s'agit d'un sable (quartz) naturellement non cimenté d'origine éolienne de granulométrie comprise entre 100 et 400  $\mu\text{m}$  (granulométrie moyenne de 150  $\mu\text{m}$ ). Selon les expériences, la fraction retenue est inférieure à 0.2 mm (Davy et Cobbold, 1988 ; Sornette et al., 1993) ou inférieur à 0.4 mm (Bonnet, 1997 ; cette étude). Le sable se comporte comme un matériau coulombien (Oertel, 1965 ; Mandl et al., 1977) avec un angle de frottement interne de l'ordre de  $30^\circ$ . Sa cohésion est négligeable ; elle est de l'ordre d'une centaine de pascals (Krantz, 1991 ; Cobbold, 1999, Schellart, 2000). Les propriétés physiques du sable dépendent cependant de son degré de compaction. Ainsi, l'angle de frottement et la cohésion augmentent avec la compacité (Krantz, 1991 ; Schellart, 2000). Pour indication, Krantz (1991) trouvait une cohésion de 300 Pa et un angle de frottement de  $30^\circ$  pour un sable peu compacté, et une cohésion de 520 Pa et un angle de frottement de  $45^\circ$  pour le même sable plus compact. Ces valeurs de cohésion semblent surestimées (Richard et Krantz, 1991 ; Schellart, 2000). D'autres tests en cisaillement pour des contraintes entre 300 et 400 Pa ont donné une cohésion de 85 Pa et un coefficient de frottement interne de 0.58 (angle de frottement interne de  $30^\circ$ ) (Cobbold et Castro, 1999). L'effet de silo dans les mesures faites est également à l'origine d'une sous-estimation du coefficient de frottement interne et d'une surestimation de la cohésion. Ainsi, après correction de l'effet de silo, Mourgues et Cobbold (2003) proposent un coefficient de frottement interne de 1.18 (angle de frottement de  $50^\circ$ ) et une cohésion de 43 Pa pour le sable de Fontainebleau. La densité du sable va également dépendre de sa compaction. En pratique un sable compact est obtenu par saupoudrage à partir d'un tamis. Un versement en masse donnera un sable plus aéré. Il est donc important de conserver la même technique de préparation au cours des différentes expériences. Dans les expériences présentées par la suite, le sable est versé à la surface de la silicone à l'aide d'une trémie. La densité obtenue est de  $1.5 \pm 0.1$ . Dans certaines expériences (Sornette, 1990 ; Sornette et al., 1993 ; Davy et Cobbold, 1988 ; Fournier, 1994, Fournier et al., 2004), de la poudre d'éthylcellulose a été mélangée au sable pour abaisser sa densité.

Le sable se déforme en formant des bandes de cisaillement d'épaisseur très faible (infra millimétrique) (Vardoulakis, 1980 ; Desrues, 1984). La création de ces bandes de cisaillement (associées au terme de failles) s'accompagne de la dilatation du matériau. Cette dilatation, en réduisant le nombre de points de frottement entre les grains de sable crée un adoucissement des contraintes et conduit ainsi à la localisation de la déformation (Davy et Cobbold, 1991). La chute des contraintes associée à cet adoucissement a été évaluée à environ 10% et peut aller jusqu'à 20% (Mandl et al.,



1977). La localisation de la déformation s'accompagne également d'une rotation locale du champ des contraintes (Scott, 1996). La création des bandes de cisaillement se fait en général pour des déformations inférieures à 10% (Mandl et al., 1977).

Enfin, l'hétérogénéité inhérente au sable est difficilement contrôlable. Ainsi pour deux expériences réalisées dans les mêmes conditions, la position précise des bandes de cisaillement sera différente d'une expérience à l'autre. Par contre, l'organisation globale restera statistiquement identique, d'où la reproductibilité des expériences d'un point de vue statistique.

## b. La silicone

Pour représenter au mieux les niveaux ductiles (croûte inférieure et manteau supérieur dans le cas des expériences tri-couches), la silicone a été choisie (Faugère et Brun, 1984 ; Weijermars, 1986). Ce matériau répond aux critères définis par le dimensionnement : densité du même ordre de grandeur que dans la nature et viscosité  $10^{17}$  fois inférieure à la « viscosité naturelle ». Si la croûte inférieure a une viscosité de  $10^{21}$  Pa.s, la viscosité du matériau analogue devra être de  $10^4$  Pa.s.

Les silicones utilisées dans les expériences proviennent de deux fabricants : Rhône-Poulenc pour la gomme 7007 de densité 1.23 et de viscosité comprise entre  $1.5 \cdot 10^4$  et  $2 \cdot 10^4$  à  $20^\circ\text{C}$  (elle n'est plus commercialisée) et Dow Corning pour la PDMS SGM 36 de densité 0.97 et de viscosité de  $5 \cdot 10^4$  à  $20^\circ\text{C}$ . La silicone est obtenue en compressant de la silice et quelques additifs. Les propriétés plus spécifiques de la PDMS ont été décrites par Weijermars (1986) et Ten Grotenhuis et al. (2002). Le mélange entre ces deux silicones ainsi que l'adjonction de différents produits permettent d'obtenir des silicones dont la densité varie entre 1.2 et 1.5 et dont la viscosité peut varier de  $10^3$  à  $10^5$  Pa.s. L'utilisation de la PDMS de Dow Corning permet d'abaisser la densité tandis que l'adjonction de poudre de galène ou d'hématite permet d'alourdir la silicone. La viscosité peut être abaissée à température constante par ajout d'acide oléique. La viscosité varie sinon avec la température selon la loi :  $\eta = \eta_0 \exp\left(\frac{Q}{RT}\right)$  avec  $Q$  :  $41.7 \text{ kJ.mol}^{-1}$ ,  $R$  : la constante des gaz parfaits de Boltzmann (qui vaut  $8.314 \text{ J.K}^{-1}.\text{mol}^{-1}$ ) et  $T$  : la température en Kelvin.

Le comportement de la silicone utilisée à faible vitesse de déformation est celui d'un fluide newtonien, ce qui n'est *a priori* pas représentatif des parties ductiles de la lithosphère. Ce choix est cependant imposé par le dimensionnement, qui ne permet pas l'utilisation de silicones ayant des viscosités trop importantes. En effet, dans le cas de matériaux non newtoniens tels que la plasticine, la

viscosité  $\eta$  dépend du taux de déformation :  $\eta = \frac{\dot{\varepsilon}^{(1/n-1)}}{2C^{1/n}}$  avec  $\dot{\varepsilon}$  taux de déformation,  $n$  l'exposant des

contraintes ;  $n$  vaut 1 dans le cas des matériaux newtoniens, et  $C$  une constante caractéristique du matériau (McClay, 1976). La plasticine présente des exposants  $n$  variant entre 5 et 12. Pour un taux de déformation de l'ordre de  $10^{-6} \text{ s}^{-1}$ , couramment utilisé dans les expériences, la viscosité à  $25^\circ\text{C}$  de la plasticine sera alors de l'ordre de  $10^9$  Pa.s, ce qui n'est pas compatible avec le dimensionnement choisi (Zulauf et Zulauf, 2004).

### c. Le miel

Le manteau ductile (asthénosphère) doit être représenté par un matériau plus dense que la croûte, peu résistant et au comportement ductile. Le miel d'acacia de Hongrie a été choisi pour son comportement newtonien, sa densité de 1.45 et sa très faible viscosité (10 Pa.s) (Davy, 1986 ; Davy et Cobbold, 1991). Le miel joue le rôle de support isostatique pour les couches sus-jacentes pendant leur déformation. Il limite également les frottements à la base des couches et sur les côtés, assurant à l'expérience des conditions quasi-libres.

D'un point de vue pratique, le miel d'acacia a plus particulièrement été choisi en raison de sa très lente cristallisation (à cause de sa forte teneur en lévulose) par rapport aux autres types de miel.

### 1.3. Le dispositif expérimental

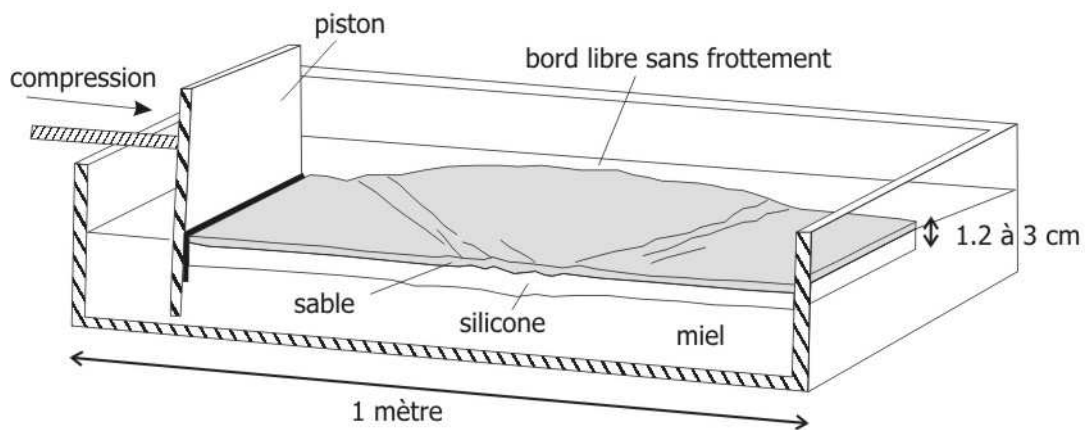


Figure 35 : Dispositif expérimental (vue en coupe)

La Figure 35 présente le dispositif expérimental ainsi qu'une vue en coupe d'une expérience bicouche. Le modèle lithosphérique est représenté par la superposition des couches de sable et de silicone, « flottant » sur le miel contenu dans une boîte de  $1\text{ m} \times 1\text{ m}$ . La méthodologie employée pour la construction des expériences (repos de la silicone, dépôt du sable et des marqueurs) est détaillée dans l'annexe 1. Une des bordures de l'expérience est appuyée contre la boîte ; la bordure opposée est contre un piston actionné par l'intermédiaire d'un vérin et d'un moteur. Les expériences sont soumises à une compression. Plusieurs tailles de piston ont été testées : des pistons plus petits que la largeur de l'expérience (indentation) et des pistons de largeur supérieure ou égale à la largeur des couches de sable et de silicone (compression uniaxiale si les deux bords latéraux sont libres de frottement). La présence d'un ou deux bords libres permet l'extrusion des matériaux sur les côtés de l'expérience. Le régime de déformation dominant à l'intérieur de l'expérience est donc décrochant. Dans toutes les expériences, le chargement se fait à déplacement (ou déformation) imposé via le contrôle de la vitesse de compression.

## 1.4. Compilation des différentes expériences

Les tableaux 1 à 4 présentent la compilation des différentes expériences utilisées pour cette étude et réalisées au laboratoire de modélisation de Rennes au cours de ces quinze dernières années. Les références de chaque expérience (caractéristiques et auteur) peuvent être trouvées dans les tableaux 1 et 2. Chaque expérience est repérée par une lettre et un nombre et les données répertoriées sont : l'épaisseur, la densité et la viscosité des couches de silicone, l'épaisseur et la densité de la couche de sable, la longueur du modèle, la vitesse de compression ainsi que le ou les paramètres fragile/ductile  $\Gamma$  et le nombre d'Argand Ar (définis ultérieurement). Les images de l'état déformé de chaque expérience entre 20% et 30% de raccourcissement sont regroupées dans les tableaux 3 et 4.

Différents types d'expériences ont été inventoriés. Les expériences bi-couches ont été séparées des tri-couches (tableaux 1, 3 et 2, 4, respectivement). Les expériences présentant un petit piston (indentation) (expériences A, M1, M2, M3) ont été distinguées des expériences utilisant un piston de la largeur du système (compression uni-axiale) (expériences S et M4, M8, M9, M10, M11, M12, M13, M14, M15, M16, M17).

La précision des paramètres de construction des modèles expérimentaux (épaisseurs, densités, viscosité,...) dépend des propriétés des matériaux et de la manière dont l'expérience est construite. Ainsi, la précision sur la valeur de densité de la silicone est de l'ordre de 0.05. La densité du sable dépend de la manière dont celui-ci a été déposé. Pour un même expérimentateur, la densité mesurée ne varie pas plus de 0.1. La viscosité de la silicone est sensible aux variations de température. La viscosité donnée dans les tableaux correspond à la viscosité en début d'expérience. Or la présence des projecteurs a tendance à augmenter la température de l'expérience au cours de sa déformation (cf. Annexe 1 : fiches des expériences pour les modèles M). De plus, les projecteurs ne sont placés que d'un côté de l'expérience, pour une meilleure visualisation des réseaux de failles. Dans certaines expériences, à faibles vitesses et réalisées en été, la valeur de la viscosité diminue donc de 6% du côté opposé aux projecteurs et jusqu'à 30% du côté des projecteurs. Dans les autres expériences, la variation de la valeur de viscosité est inférieure à 10%. Concernant les épaisseurs mesurées, la précision sur celle des couches de silicone est inférieure au demi-millimètre sur toute la longueur de l'expérience. En revanche, la variation d'épaisseur sur la couche de sable est de l'ordre voire supérieure à 0.5 mm. L'épaisseur de la couche de sable est le paramètre le plus difficilement contrôlable.

	hsi (m)	dsi (kg.m <sup>-3</sup> )	ψsi (10 <sup>4</sup> Pa.s)	hsa (m)	dsa (kg.m <sup>-3</sup> )	L (m)	U (cm/h)	Γ	Ar	auteur
A1	0,0060	1200	3,00	0,004	1200	1,0	1,0	2,26	1,072	DC
A2	0,0090	1200	3,00	0,004	1200	0,5	1,0	2,26	1,793	DC
A3	0,0090	1200	3,00	0,004	1200	0,5	1,0	2,26	1,793	DC
A4	0,0090	1200	3,00	0,004	1200	0,5	1,0	2,26	1,793	DC
A5	0,0090	1200	3,00	0,004	1200	0,7	1,0	2,26	1,801	DC
A18	0,0125	1350	1,75	0,005	1400	0,5	1,0	7,06	0,612	Su
A19	0,0125	1350	1,75	0,005	1400	0,5	1,0	7,06	0,612	Su
A20	0,0125	1350	1,75	0,005	1400	0,4	1,0	7,06	0,611	Su
A21	0,0125	1350	1,75	0,005	1400	0,4	1,0	7,06	0,611	Su
A22	0,0125	1350	1,75	0,005	1400	0,3	1,0	7,06	0,609	Su
A23	0,0125	1350	1,75	0,005	1400	0,3	1,0	7,06	0,609	Su
A24	0,0125	1350	1,75	0,005	1400	0,4	1,0	7,06	0,610	Su
M1	0,0090	1340	8,00	0,005	1500	1,0	2,0	0,83	0,073	Sc
M2	0,0090	1355	1,50	0,005	1500	1,0	2,5	3,53	0,045	Sc
M3	0,0090	1330	1,60	0,005	1500	1,0	2,5	3,31	0,093	Sc
M4	0,0090	1348	3,50	0,007	1500	1,0	2,7	2,37	0,001	Sc
M7	0,0060	975	4,00	0,010	1500	0,7	11,7	1,13	0,015	Sc
M8	0,0050	975	4,00	0,009	1500	0,9	11,7	0,92	0,006	Sc
M17	0,0215	1350	5,50	0,007	1500	0,6	0,6	7,87	0,357	Sc
S2	0,0200	1360	4,00	0,005	1400	0,8	4,0	0,77	1,190	Bo
S3	0,0200	1400	4,00	0,005	1400	1,0	5,0	0,62	0,810	Bo
S4	0,0200	1400	4,00	0,005	1400	1,0	5,5	0,56	0,805	Bo
S5	0,0200	1400	4,00	0,005	1400	1,0	6,5	0,48	0,795	Bo
S6	0,0200	1400	4,00	0,005	1400	1,0	7,5	0,41	0,786	Bo
S7	0,0200	1400	4,00	0,005	1400	1,0	9,5	0,33	0,768	Bo
S8	0,0200	1340	5,50	0,005	1230	0,8	2,0	0,99	2,653	Bo
S9	0,0210	1350	5,50	0,005	1270	0,8	2,0	1,02	2,394	Bo
S10	0,0100	1340	5,50	0,005	1400	0,8	2,0	1,12	0,446	Bo
S11	0,0100	1340	5,50	0,005	1230	0,8	2,0	0,99	1,113	Bo
S12	0,0200	1340	5,50	0,005	1230	0,8	10,0	0,20	2,202	Bo
S13	0,0210	1350	5,50	0,005	1270	0,8	10,0	0,20	1,981	Bo
S14	0,0100	1340	5,50	0,005	1230	0,8	10,0	0,20	1,007	Bo
S15	0,0200	1360	5,00	0,005	1400	0,4	8,5	0,29	0,943	Bo
S16	0,0200	1360	5,00	0,005	1400	0,4	5,0	0,49	1,054	Bo
S17	0,0200	1360	5,00	0,010	1400	0,4	6,6	1,50	0,384	Bo
S18	0,0200	1360	5,00	0,010	1400	0,4	10,3	0,96	0,371	Bo
S19	0,0200	1360	5,00	0,010	1400	0,4	20,6	0,48	0,339	Bo
S20	0,0200	1360	5,00	0,010	1400	0,4	25,0	0,40	0,327	Bo
S21	0,0200	1360	5,00	0,015	1400	0,4	37,0	0,60	0,198	Bo
S22	0,0200	1360	5,00	0,015	1400	0,4	55,0	0,40	0,185	Bo
S23	0,0100	1360	5,00	0,005	1400	0,4	4,0	0,62	0,379	Bo
S24	0,0200	1360	5,00	0,005	1400	0,2	1,2	2,01	1,153	Bo
S25	0,0200	1360	5,00	0,005	1400	0,2	2,5	1,00	1,056	Bo
S26	0,0200	1360	5,00	0,005	1400	0,2	4,1	0,60	0,950	Bo
S27	0,0200	1360	5,00	0,005	1400	0,2	8,2	0,30	0,760	Bo
S28	0,0100	1350	1,70	0,015	1400	0,6	1,0	65,44	0,108	Su
S39	0,0100	1240	1,40	0,010	1220	0,5	10,0	3,08	0,620	Bo
S40	0,0100	1240	1,40	0,010	1220	0,5	2,0	15,39	0,626	Bo
S41	0,0100	1320	3,80	0,005	1220	0,5	4,0	0,71	1,160	Bo
S53	0,0200	1350	5,50	0,005	1270	0,5	1,5	1,36	2,222	Bo
S54	0,0200	1190	2,60	0,005	1230	1,0	7,0	0,60	3,844	Bo

Tableau 1 : Caractéristiques des expériences bicouches. La liste des auteurs correspond aux références suivantes : Bo : Bonnet, 1997 ; Davy et al., 1995

DC : Davy et Cobbold, 1988

Fo : Fournier, 1994 ; Fournier et al., 1994

So : Sornette, 1990 ; Sornette et al., 1993

Su : Suzanne, 1991

Sc : Schueller

hsi, épaisseur de la couche de silicone ; dsi, masse volumique de la silicone ; ψsi, viscosité de la silicone ; hsa, épaisseur de la couche de sable ; dsa, masse volumique de la couche de sable ; L, longueur initiale de l'expérience ; U, vitesse de compression ; Γ, paramètre fragile/ductile ; Ar, nombre d'Argand.

	hsi1 (m)	dsi1 (kg.m <sup>-3</sup> )	psi1 (10 <sup>4</sup> Pa.s)	hsi2 (m)	dsi2 (kg.m <sup>-3</sup> )	psi2 (10 <sup>4</sup> Pa.s)	hsa (m)	dsa (kg.m <sup>-3</sup> )	L (m)	U (cm/h)	Γ1	Γ2	moyenne Γ	Ar	auteur
A10	0.0050	1200	2.30	0.0100	1400	4.50	0.005	1200	0.7	5.0	0.92	0.47	0.70	2.28	So
A11	0.0050	1200	2.30	0.0100	1400	4.50	0.005	1200	0.7	5.0	0.92	0.47	0.70	2.28	So
A12	0.0050	1200	2.30	0.0100	1400	4.50	0.005	1200	0.7	5.0	0.92	0.47	0.70	2.28	So
A13	0.0050	1200	2.30	0.0100	1400	4.50	0.005	1200	0.7	5.0	0.92	0.47	0.70	2.28	So
A14	0.0050	1200	2.30	0.0100	1400	4.50	0.005	1200	0.7	5.0	0.92	0.47	0.70	2.28	So
A15	0.0050	1200	0.60	0.0050	1400	7.00	0.005	1200	0.7	5.0	3.53	0.30	1.92	1.46	So
A16	0.0050	1200	3.00	0.0050	1400	7.00	0.005	1200	0.7	5.0	0.71	0.30	0.50	1.43	So
A27	0.0100	1140	5.00	0.0050	1340	7.00	0.005	1100	1.0	6.0	0.32	0.23	0.28	3.47	Fo
A28	0.0100	1140	5.00	0.0050	1340	7.00	0.005	1100	1.0	6.5	0.30	0.21	0.26	3.44	Fo
A29	0.0100	1140	5.00	0.0050	1340	7.00	0.005	1100	1.0	5.5	0.35	0.25	0.30	3.50	Fo
A30	0.0100	1190	5.00	0.0050	1280	7.00	0.005	1100	1.0	7.0	0.28	0.20	0.24	3.18	Fo
A31	0.0100	1190	5.00	0.0050	1280	7.00	0.008	1100	1.0	20.0	0.25	0.18	0.21	1.69	Fo
M9	0.0055	975	4.20	0.0120	1380	3.45	0.0075	1500	0.9	4.0	1.77	2.16	1.97	0.75	Sc
M10	0.0060	975	4.20	0.0130	1375	3.32	0.008	1500	0.9	2.0	4.04	5.11	4.57	0.80	Sc
M11	0.0070	975	4.20	0.0160	1375	3.32	0.006	1500	0.9	2.0	2.27	2.87	2.57	2.20	Sc
M12	0.0050	975	4.00	0.0155	1356	3.70	0.0065	1500	0.9	5.0	1.12	1.21	1.16	1.28	Sc
M13	0.0050	975	4.00	0.0130	1335	3.60	0.006	1500	0.6	5.0	0.95	1.06	1.01	1.25	Sc
M14	0.0055	975	4.00	0.0135	1335	3.60	0.006	1500	0.6	10.0	0.48	0.53	0.50	1.36	Sc
M15	0.0040	975	4.00	0.0135	1350	3.90	0.006	1500	0.9	3.0	1.59	1.63	1.61	1.06	Sc
M16	0.0045	975	4.70	0.0155	1350	5.00	0.0075	1500	0.6	1.0	6.34	5.96	6.15	0.87	Sc
S31	0.0100	1310	4.90	0.0100	1350	8.90	0.005	1230	0.8	2.0	1.11	0.61	0.66	2.83	Bo
S32	0.0100	1310	4.90	0.0100	1330	8.90	0.005	1230	0.8	10.0	0.22	0.12	0.17	2.28	Bo
S33	0.0100	1300	1.00	0.0100	1450	4.00	0.005	1400	1.0	8.0	1.55	0.39	0.97	1.45	Bo
S36	0.0100	1350	4.10	0.0100	1400	9.50	0.005	1400	0.7	2.0	1.51	0.65	1.08	1.19	Bo
S37	0.0100	1340	4.60	0.0100	1370	9.50	0.005	1380	0.8	10.0	0.26	0.13	0.20	1.18	Bo
S38	0.0100	1340	4.60	0.0100	1370	9.50	0.005	1400	0.8	2.0	1.34	0.65	1.00	1.32	Bo
S46	0.0100	1350	4.00	0.0100	1400	11.50	0.005	1400	0.8	10.0	0.31	0.11	0.21	0.95	Bo
S47	0.0100	1350	4.00	0.0100	1400	11.50	0.005	1400	0.8	10.0	0.31	0.11	0.21	0.95	Bo
S49	0.0100	1310	4.90	0.0100	1400	8.90	0.005	1230	0.8	2.0	1.11	0.61	0.66	2.75	Bo
S50	0.0100	1310	4.90	0.0100	1330	8.90	0.005	1230	0.8	4.0	0.55	0.31	0.43	2.69	Bo
S51	0.0100	1310	4.90	0.0100	1330	8.90	0.005	1230	0.8	10.0	0.22	0.12	0.17	2.28	Bo
S52	0.0100	1340	5.50	0.0100	1360	7.20	0.005	1230	0.8	3.8	0.52	0.40	0.46	2.47	Bo
S56	0.0100	1320	1.50	0.0100	1430	14.00	0.005	1400	1.0	4.0	2.06	0.22	1.14	1.30	Bo

Tableau 2 : Caractéristiques des expériences tri-couches (légende identique au Tableau 1).

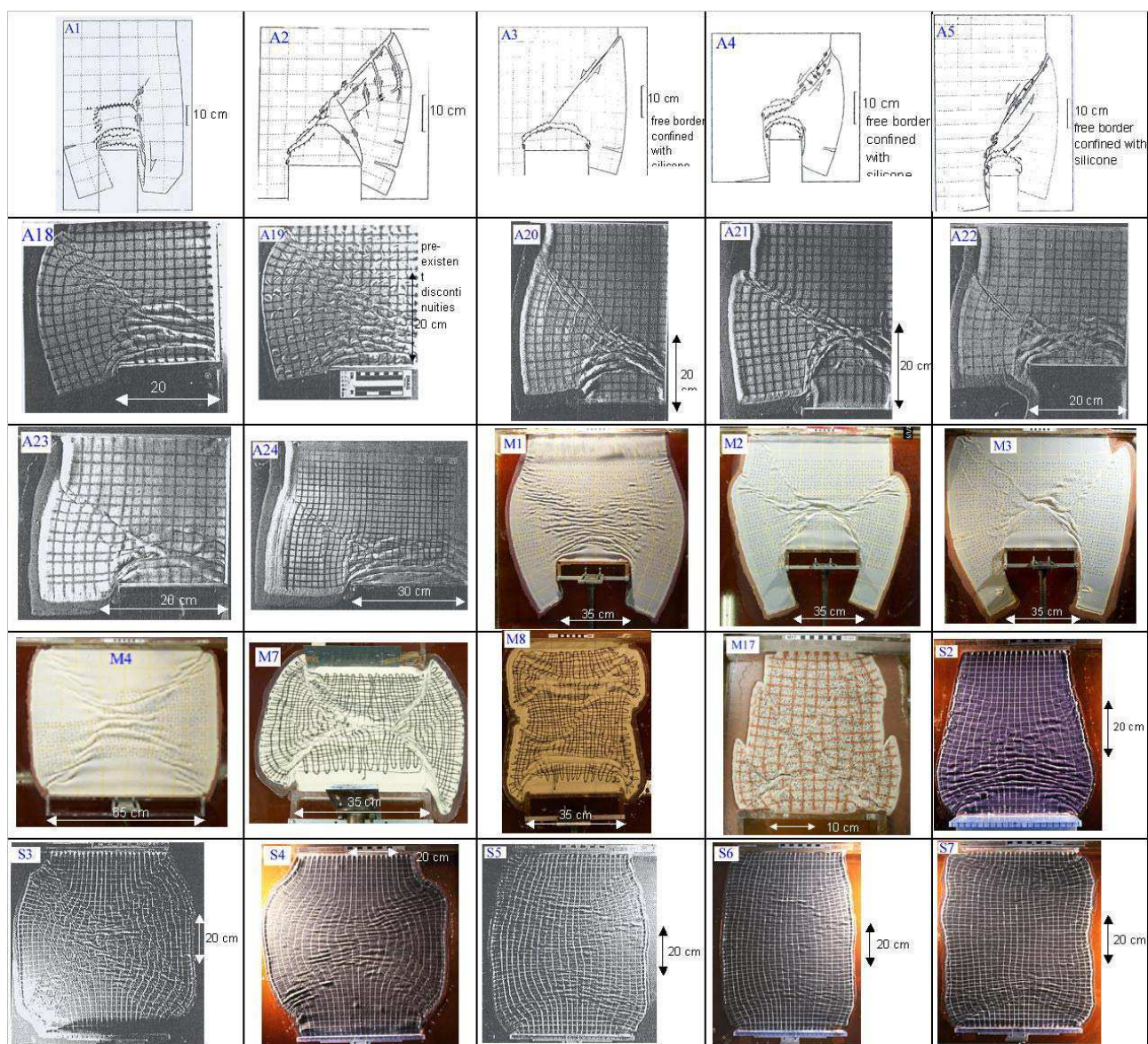


Tableau 3 : Vues de dessus des expériences bicouches en fin de raccourcissement.



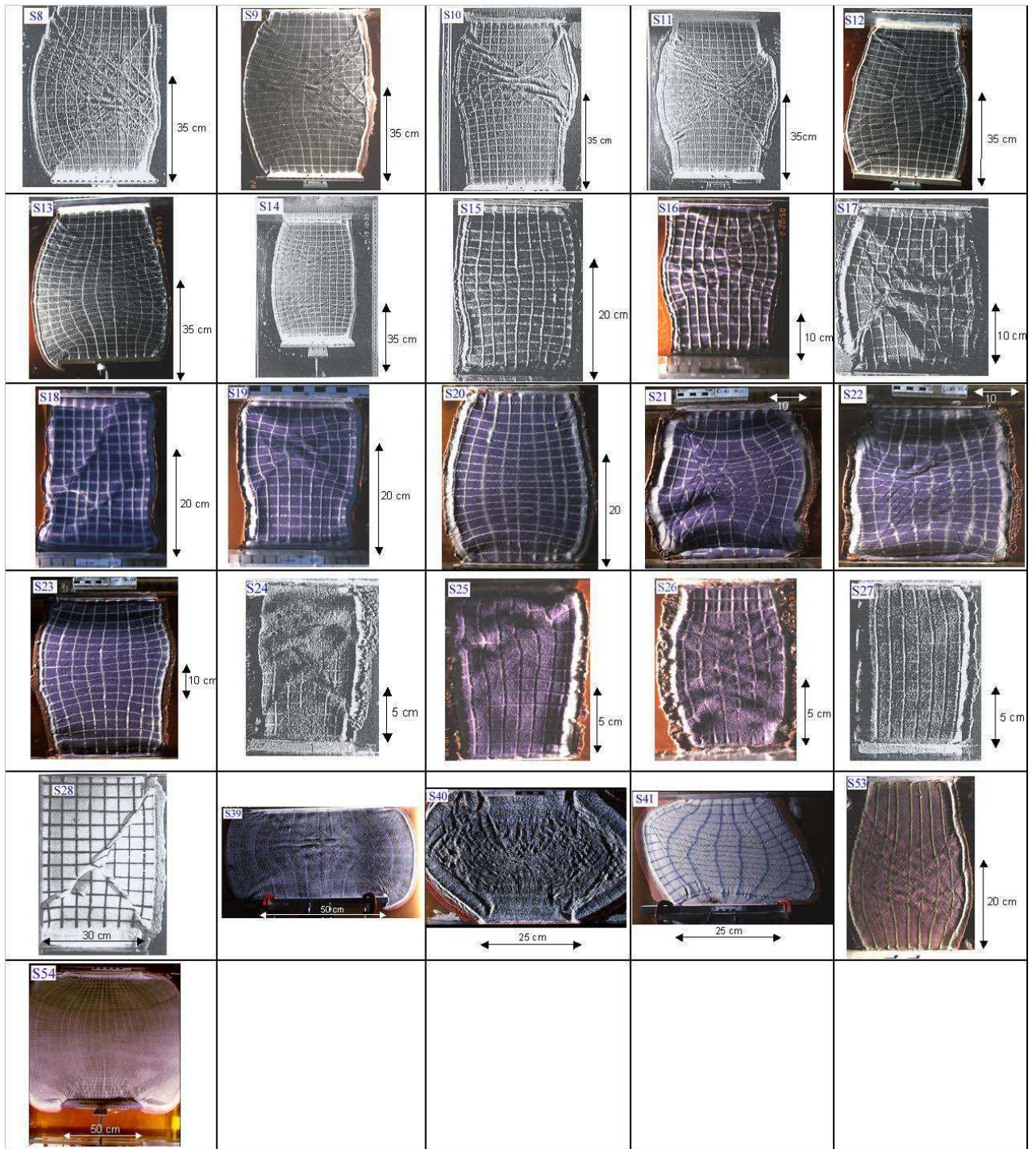


Tableau 3 (suite)



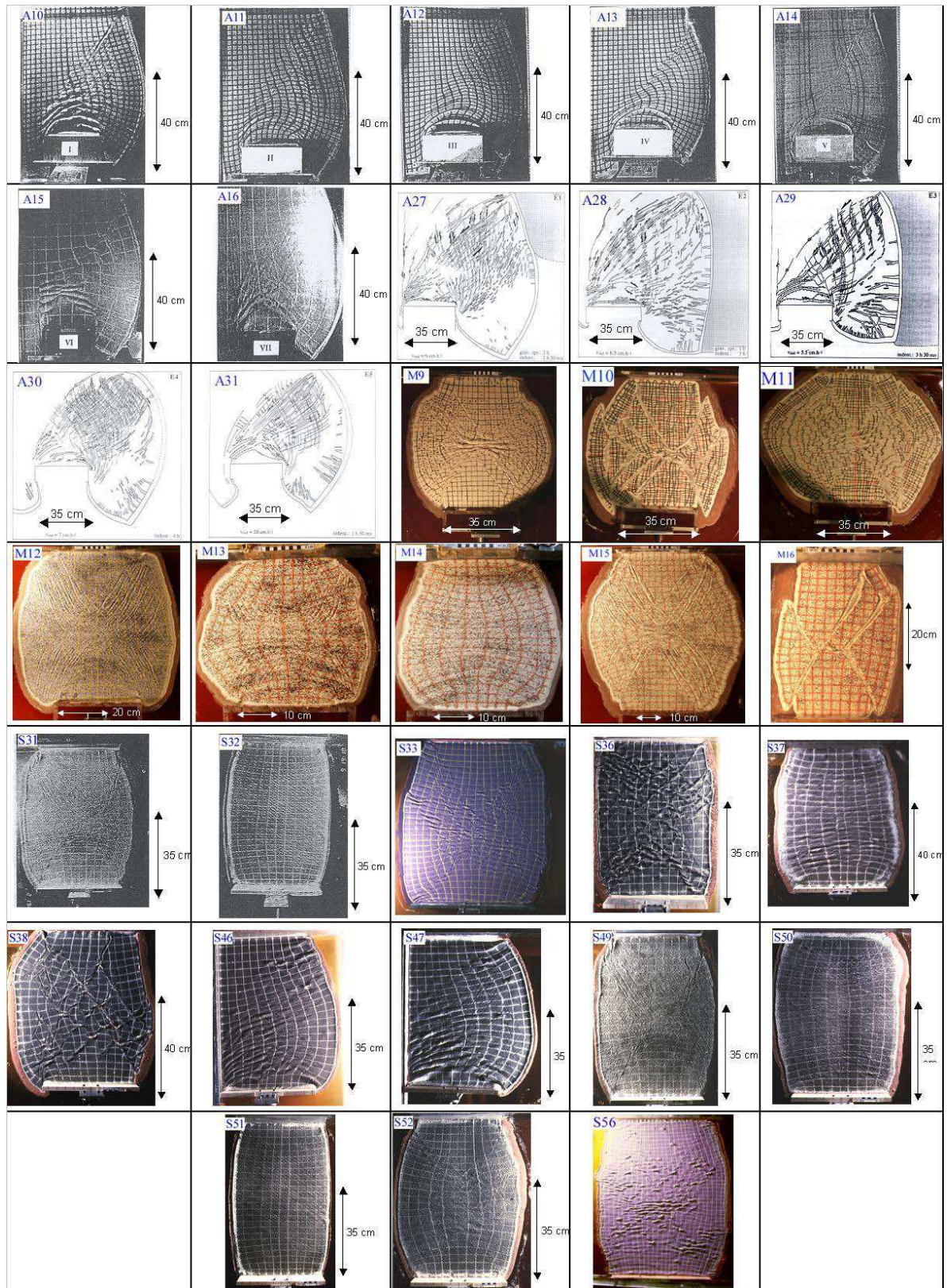


Tableau 4 : Vues de dessus des expériences tri-couches en fin de raccourcissement.



## 1.5. Quantification de la déformation et techniques d'analyse

Dans toutes les expériences, pour pouvoir observer les déformations, des marqueurs passifs ont été déposés à la surface du sable. Une « grille de sable coloré » régulière (espacement des traits de 2 à 5 cm) ou irrégulière a été tracée à la surface des modèles. D'autres marqueurs ont été testés pour augmenter la densité de points pour le suivi de la déformation. Les expériences M1, M2 et M3 présentent de petites étoiles métalliques à la surface du sable. Les inconvénients de l'utilisation de ces marqueurs se sont révélés au niveau de leur pose (très longue) et des réflexions de lumière au niveau de l'appareil photographique. Des grains de charbon actif (granulométrie comprise entre 0.5 et 0.7 mm) ont également été utilisés dans les dernières expériences (M9 à M17). Ces derniers semblent être les plus efficaces : de densité très faible ( $\ll 1$ ), ils ne perturbent pas la couche de sable ; ils présentent de plus un bon contraste de couleur avec le sable et leur pose est assez rapide (tamisage au dessus de l'expérience).

Des photographies ont été prises à intervalles de temps réguliers (entre 1 et 5 minutes), permettant de cartographier par la suite les réseaux de failles au cours du temps. Plusieurs méthodes d'analyse de la déformation ont également été envisagées : suivi des grilles passives en digitalisant les intersections au cours du temps (Sornette, 1990 ; Fournier, 1994 ; Bonnet, 1997), stéréophotogrammétrie (Bonnet, 1997), corrélation d'images (cf. Chapitre III). L'analyse détaillée de la déformation est traitée dans le chapitre III.

## 2. Les styles de déformation et leurs caractérisations

### 2.1. Variété des styles de déformation observés

En faisant varier les paramètres des modèles expérimentaux (épaisseur des couches, viscosités, densités) ainsi que les conditions aux limites (forme des limites, nombres de bords libres, vitesse de compression), la modélisation analogique permet d'investiguer une très large gamme de géométries et de dynamiques.

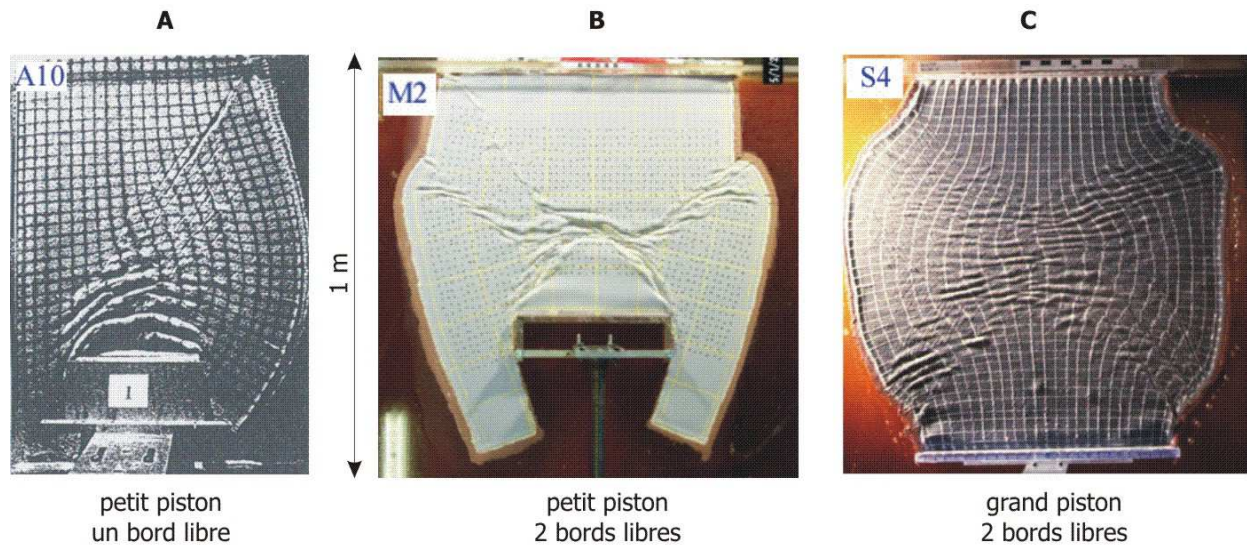


Figure 36 : Vues de dessus d'expériences ayant des géométries aux limites différentes. A- indentation d'une expérience présentant un seul bord libre. B- indentation d'une expérience présentant deux bords libres. C- compression uniaxiale.

La Figure 36 présente trois expériences mettant en jeu des conditions aux limites variées (différentes largeurs de piston ou nombres de bords libres). Des styles de déformation assez différents sont obtenus. Ainsi sur la Figure 36-A, représentant la collision Inde-Asie (Sornette, 1990), la zone compressive est répartie autour du piston alors que dans la Figure 36-C, elle est beaucoup plus distribuée à l'intérieur du système. De même, l'existence d'un ou deux bords libres va permettre le développement d'un réseau de failles asymétrique (cf. Figure 36-A) ou symétrique (cf. Figure 36-B et Figure 36-C). Enfin, la déformation semble répartie de façon plus homogène à l'intérieur du système dans le cas d'une compression uni-axiale (Figure 36-C) que dans le cas d'une indentation (Figure 36-B). Les conditions aux limites jouent donc un rôle dans le style de déformation final. Elles ne sont cependant pas seules en jeu. Pour une même géométrie aux limites, d'autres paramètres vont influencer le style de déformation.

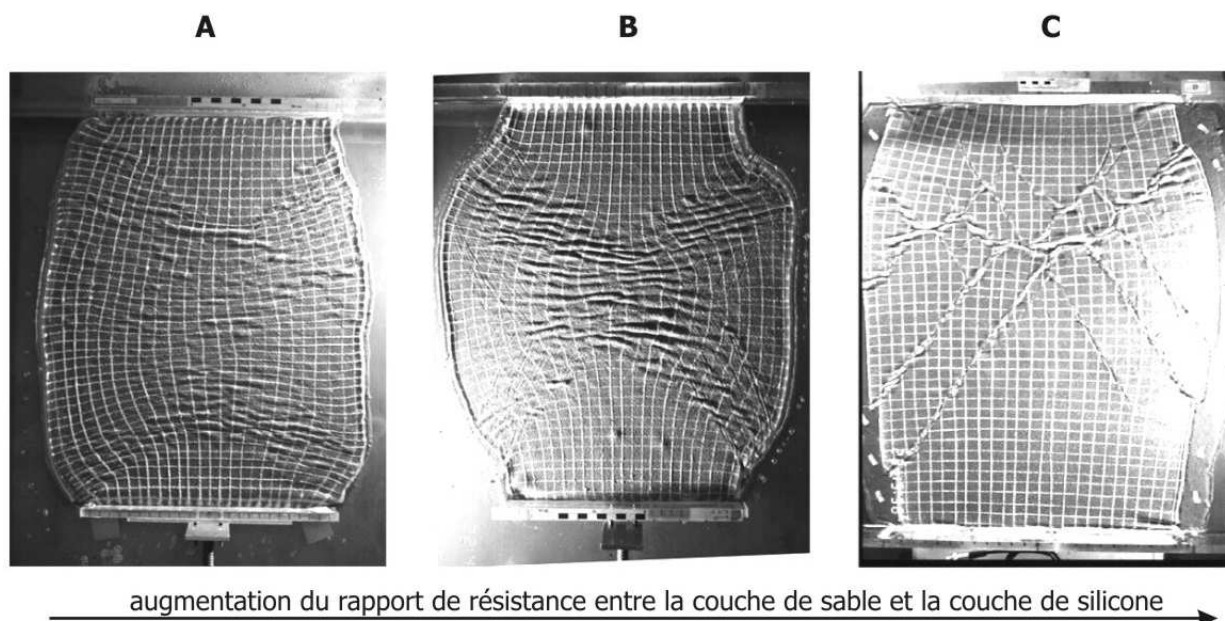


Figure 37 : Influence des résistances relatives des couches de sable et de silicone sur la déformation des expériences analogiques

La Figure 37 présente trois expériences dont la résistance entre couches fragiles et couches ductiles varie. En pratique, la variation du rapport de résistance peut être liée à des variations de la viscosité des silicones ou de l'épaisseur de sable ou encore de la vitesse de compression. Pour les expériences dont la résistance des couches de sable est très forte par rapport à celle des couches de silicone, la déformation est fortement localisée, le long de quelques grandes failles (cf. Figure 37-C). Au contraire, si la résistance des couches ductiles est dominante, alors la déformation sera beaucoup plus diffuse dans l'expérience (cf. Figure 37-A), au point de ne pas voir se développer de réseaux de failles. Pour des rapports de résistances intermédiaires (cf. Figure 37-B), un réseau de failles est visible bien que la déformation semble distribuée dans les deux bandes conjuguées de déformation. La résistance relative des couches fragile et ductile intervient donc sur la localisation mécanique de la déformation. Cette observation aboutira par la suite à la définition d'un paramètre fragile/ductile  $\Gamma$  (Davy et al., 1995 ; Bonnet, 1997 ; Bonnet et Davy, en préparation).

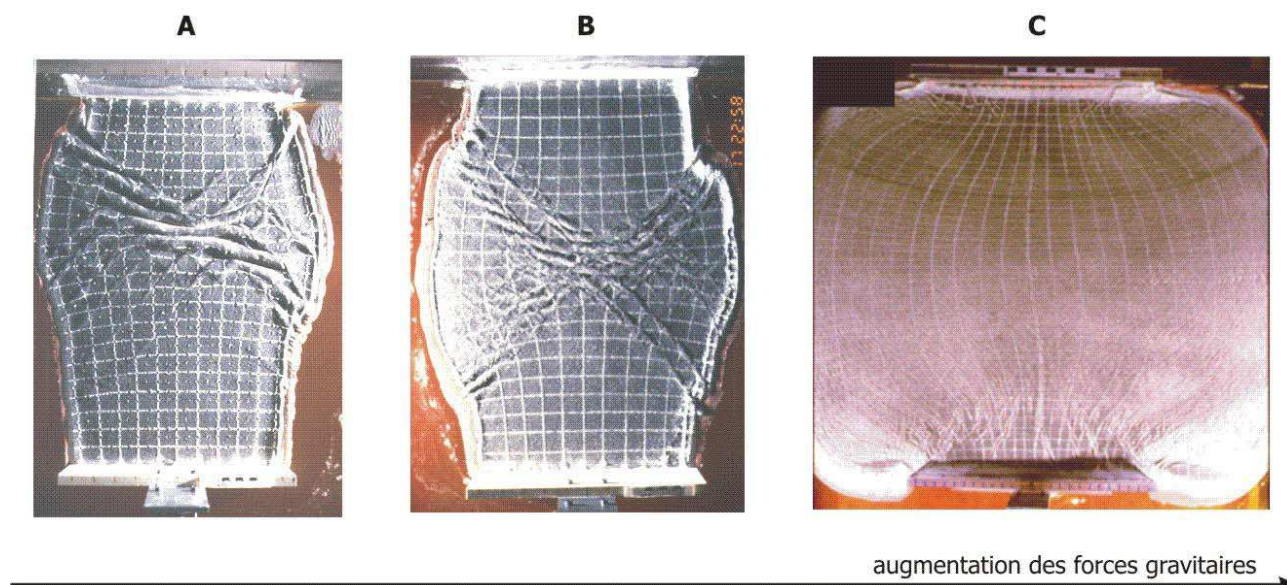


Figure 38 : Influence des forces gravitaires exercées dans les expériences. A- faible force gravitaire (i.e. forte densité de la silicone, expérience « lourde »). B- force gravitaire intermédiaire. C- force gravitaire forte (i.e. faible densité de la silicone, expérience « légère »).

Un autre effet majeur sur le style de déformation provient des forces gravitaires, qui représentent la capacité de l'expérience à s'étaler ou soutenir son propre poids. La Figure 38 présente trois expériences dont les forces gravitaires augmentent de A à C. Lorsque les forces gravitaires sont faibles (i.e. lithosphère lourde), les structures compressives sont très marquées (cf. Figure 38-A, chevauchements de forte amplitude au centre de l'expérience). Au contraire, lorsque les forces gravitaires sont fortes (i.e. lithosphère légère), les expériences tendent à s'étaler et les structures extensives sont prédominantes (cf. Figure 38-C). Pour des valeurs intermédiaires, les décrochements semblent majoritaires (cf. Figure 38-B).

Lors d'une collision continentale, la déformation peut apparaître sous trois « modes » : le mode compressif, la mode décrochant et le mode extensif (si les conditions aux limites le permettent). Les forces gravitaires semblent responsables de l'expression plus ou moins marquée de l'un de ces modes. Le nombre d'Argand sera, par la suite, utilisé pour quantifier l'influence des forces gravitaires (England and McKenzie, 1982).

La modélisation expérimentale, par ces quelques exemples, apparaît donc comme un outil particulièrement bien adapté pour engendrer et comprendre la formation de styles de déformation très différents, obtenus lors de l'indentation ou lors de la compression uni-axiale d'un milieu fragile/ductile.

## 2.2. Paramètres contrôlant les styles de déformations

Compte-tenu des observations faites sur les expériences, deux effets majeurs semblent contrôler les styles de déformation : le couplage fragile/ductile et le rôle des forces gravitaires. Les conditions aux limites ont des rôles secondaires par rapport à ces deux paramètres.

### a. Le couplage fragile/ ductile – définition du paramètre correspondant

De nombreuses expériences ont déjà montré l'influence du couplage fragile/ductile sur les déformations obtenues en compression (Davy et Cobbold, 1988, 1991 ; Sornette et al, 1990, 1993 ; Davy et al., 1995 ; Bonnet 1997), comme en extension (Faugère et Brun, 1984 ; Allemand et al., 1989 ; Vendeville et al., 1987 ; Brun et al., 1994 ; Brun and Beslier, 1996 ; Benes and Davy, 1996 ; Brun, 1999). Cependant, peu ont essayé de quantifier le rôle de ce couplage. Davy et al. (1995) et Bonnet (1997) ont proposé une quantification expérimentale du rôle du couplage fragile/ductile sur la localisation de la déformation.

Le couplage fragile-ductile a tout d'abord été caractérisé expérimentalement par le rapport de résistance  $R$ , qui correspond au rapport entre la résistance des couches fragiles et la résistance des couches ductiles :

$$R = \frac{\int_{couche\ fragile} (\sigma_1 - \sigma_3) dz}{\int_{couche\ ductile} (\sigma_1 - \sigma_3) dz} = \frac{\rho g h^2}{2 \sum h_i \eta_i \dot{\varepsilon}} \quad (2- 5)$$

$\sigma_1$  = contrainte principale maximale [Pa]

$\sigma_3$  = contrainte principale minimale [Pa]

$\rho$  = densité du sable [ $\text{kg.m}^{-3}$ ]

$g$  = accélération de la pesanteur [ $\text{m.s}^{-2}$ ]

$h$  = épaisseur de la couche de sable [m]

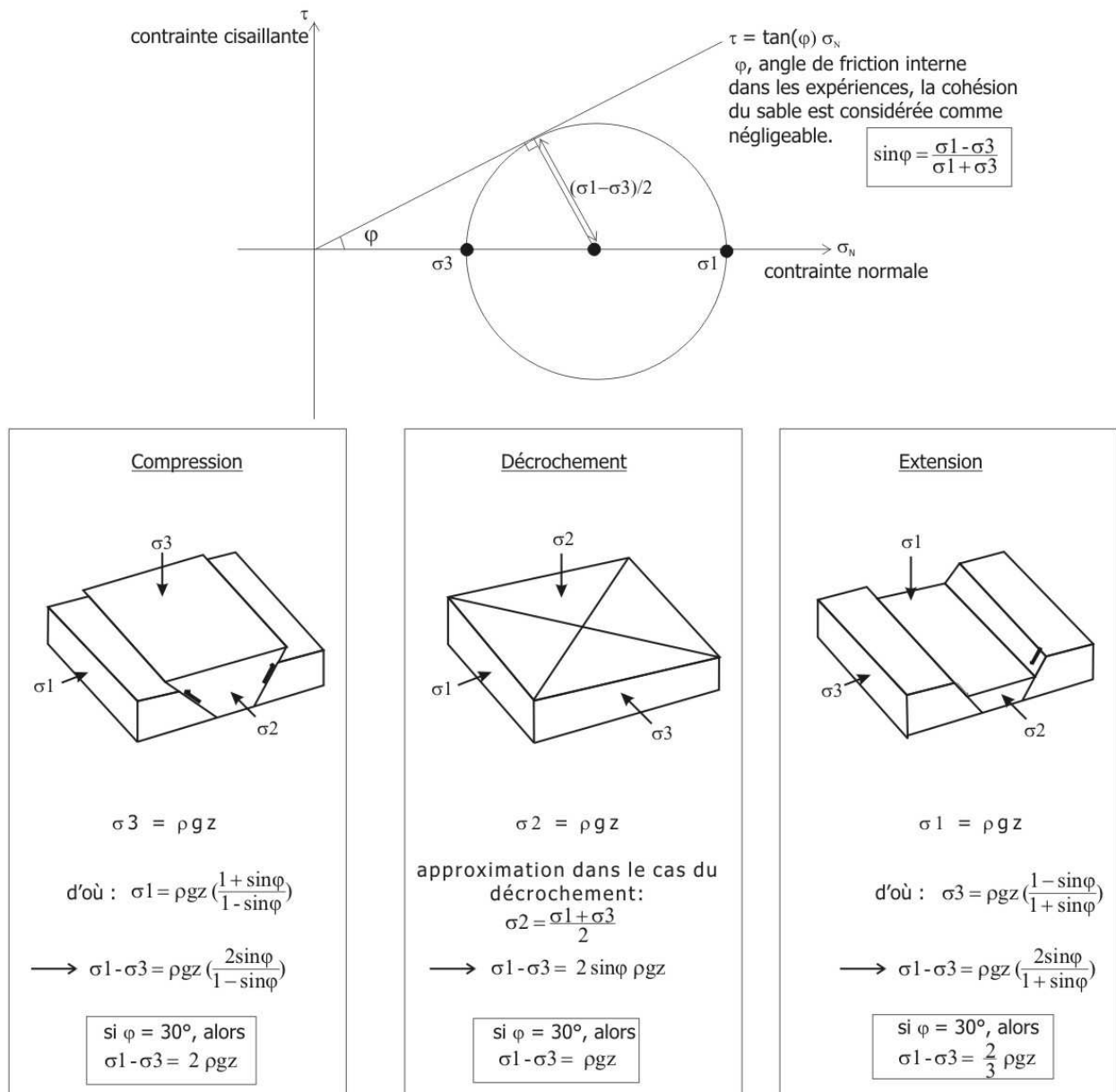
$h_i$  = épaisseur de la  $i$ ème couche de silicone [m]

$\eta$  = viscosité de la silicone concernée [Pa.s]

$\dot{\varepsilon}$  = taux de déformation [ $\text{s}^{-1}$ ]

La résistance moyenne des couches est calculée en fonction des hypothèses définies par Davy et Cobbold (1991) et Davy et al. (1995), en intégrant les valeurs de contraintes déviatoriques locales sur l'épaisseur des couches. Pour rappel, le calcul de la valeur des contraintes déviatoriques ainsi que les hypothèses faites sont données dans la Figure 39. La résistance des couches fragiles est calculée pour une déformation décrochante horizontale, alors que la résistance des couches ductiles correspond au produit de leur viscosité par le taux de déformation,  $\dot{\varepsilon}$ . Le taux de déformation moyen  $\dot{\varepsilon}$  a été calculé comme le rapport entre la vitesse de compression  $U$  et la longueur initiale de l'expérience  $L$ . Cependant, ce taux moyen de déformation sous-estime les taux réels de déformation à des échelles beaucoup plus locales, dans le cas où la déformation est localisée. Les résistances déterminées pour les couches ductiles avec le taux moyen de déformation n'expriment donc par réellement les résistances visqueuses locales appliquées aux couches fragiles sus-jacentes.

### Calcul de la contrainte déviatorique ( $\sigma_1 - \sigma_3$ ) à partir du cercle de Mohr



Dans les expériences, le régime dominant est décrochant. Cependant, dans la mesure où des structures compressives et extensives sont également observées, la contrainte déviatorique n'est probablement pas fixe et varie entre  $2/3 \rho g z$  et  $2 \rho g z$ .

Figure 39 : Calcul de la contrainte déviatorique en régime compressif et extensif et hypothèses faites pour le régime décrochant.

Le rapport de résistances  $R$  permet de discriminer les expériences qui vont localiser la déformation (avec apparition de réseaux de failles) de celles dans lesquelles la déformation va rester diffuse. Cependant, la dépendance de la valeur de  $R$  avec la longueur initiale du modèle, pose un problème pour définir une valeur de transition entre expériences localisantes et non-localisantes. Bonnet (1997) montre en effet que la transition entre expériences « non-localisées » et « localisées » a lieu pour des



valeurs de  $R$  variant linéairement avec la longueur initiale du modèle (cf. Figure 40). Ainsi, la transition entre expériences localisantes et non-localisantes dépend de  $L$ .

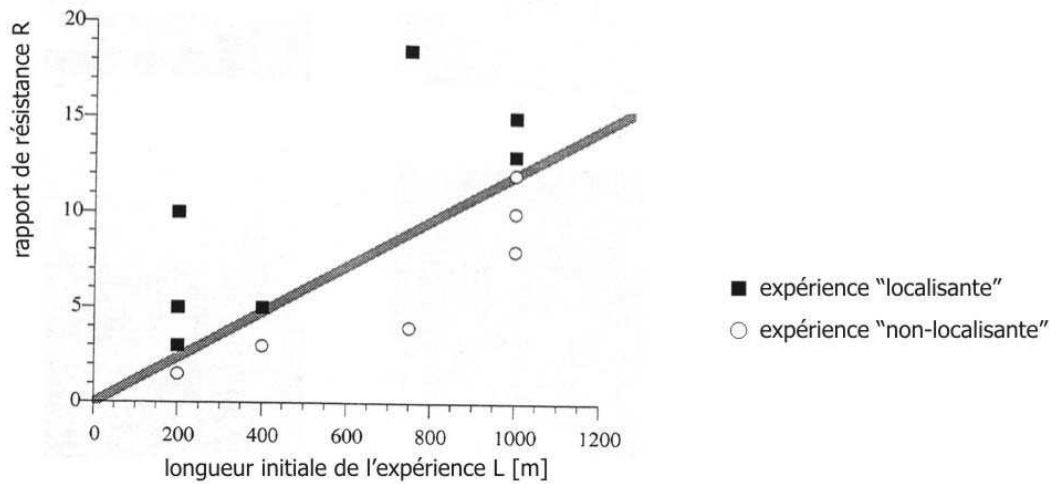


Figure 40 : dépendance de la valeur de  $R$  à la transition « déformation non-localisée » - « déformation localisée » en fonction de la longueur initiale du système

L'objectif consiste alors à définir un paramètre, dont la valeur critique, à la transition entre expériences localisantes et non localisantes, reste le même quelle que soit la longueur de l'expérience. Bonnet (1997) et Bonnet et Davy (en préparation) ont donc réalisé une analyse adimensionnelle afin de définir un nouveau paramètre en fonction des valeurs adimensionnelles du problème. Ce nouveau paramètre  $\Gamma$  peut être exprimé comme étant fonction des rapports de contraintes, de densités et de longueurs :

$$\Gamma = \phi\left(\frac{\rho'gh'^2}{\eta U}, \rho^*, h^*\right) \quad (2-6)$$

$\rho'$  et  $h'$  représentent les échelles caractéristiques de densité et de longueur à déterminer.  $\rho^*$  et  $h^*$  sont les rapports de densités et de longueurs.  $\rho^*$  est lié au nombre d'Argand, qui ne semble pas avoir d'influence sur la transition entre non-localisation et localisation de la déformation (Davy et al., 1995). Le paramètre  $\Gamma$  peut alors être réduit au premier nombre sans dimension de l'équation 2-6 et l'échelle caractéristique de longueur peut alors être déterminée. Bonnet et Davy montrent que la transition entre expériences localisantes et non-localisantes dépend seulement de l'épaisseur de la couche fragile. Ainsi le paramètre adéquat sans dimension  $\Gamma$  correspond à l'équation 2-7 :

$$\Gamma = \frac{\rho gh^2}{\eta U} \quad (2-7)$$

où :  $g$  est l'accélération de la pesanteur ( $9,81 \text{ m.s}^{-2}$ )

$\rho$ , la densité de la couche fragile [ $\text{kg.m}^{-3}$ ]

$h$ , l'épaisseur de la couche fragile [m]

$\eta$ , la viscosité de la couche ductile considérée [Pa.s]

et  $U$ , la vitesse de compression [ $\text{m.s}^{-1}$ ]

Le paramètre  $\Gamma$  est indépendant de la taille du système et de l'épaisseur du niveau ductile. Il quantifie l'influence du couplage fragile/ductile sur la déformation et sur sa localisation en particulier. Le couplage fragile/ductile peut être interprété comme représentatif de la compétition entre la résistance des couches fragiles et celle de couches ductiles. En pratique, tout paramètre équivalent par ailleurs, une augmentation de l'épaisseur de la couche de sable augmente la valeur de  $\Gamma$  et accentue la localisation. Au contraire, une augmentation de la vitesse de compression conduira à abaisser la valeur de  $\Gamma$  et à diminuer l'expression de la localisation.

Pour les modèles tri-couches (comportant deux couches de silicone), deux paramètres fragiles/ductiles ont été définis.

$$\Gamma_1 = \frac{\rho g h}{\eta_1 U} \quad \text{et} \quad \Gamma_2 = \frac{\rho g h}{\eta_2 U} \quad (2-8)$$

avec  $\rho$  : la densité du sable,  $g$  : l'accélération de la pesanteur,  $h$  : l'épaisseur de la couche de sable,  $\eta_i$  : la viscosité de la silicone,  $U$  : la vitesse de compression.

Afin de comparer les expériences tri-couches avec les expériences bi-couches, la moyenne arithmétique des deux valeurs des paramètres fragiles/ductiles est calculée. Le rôle de la deuxième couche de silicone, et donc de chaque paramètre fragile/ductile, sera discuté ultérieurement.

### **b. Les effets gravitaires – définition du paramètre correspondant**

L'influence des forces gravitaires sur les déformations lithosphériques a été initialement étudiée sur des couches uniquement visqueuses (England et McKenzie, 1982), pour lesquelles la mécanique des milieux continus peut être appliquée. Le nombre d'Argand a ainsi été défini pour caractériser les modèles de collision continentale fondés sur l'approximation de couche mince (thin sheet approximation) (Bird et Piper, 1980 ; Vilotte et al., 1982 ; England et McKenzie, 1982 ; 1983 ; Vilotte et al. 1986 ; Houseman et England, 1986, 1993 ; Cohen et Morgan, 1986). Ces modèles font l'hypothèse que les composantes du taux de déformation et de la vitesse horizontale sont indépendantes de la profondeur et que le sommet et la base de la lithosphère sont sans frottement.

Le nombre d'Argand  $a$ , par la suite, été redéfini, toujours dans l'approximation des couches minces, pour des expériences intégrant un couplage fragile/ductile (Benes et Davy, 1996 ; Faccenna et al., 1999). Le nombre d'Argand est défini comme un nombre sans dimension correspondant au rapport entre les forces de volume, provenant des différences latérales d'épaisseurs de la lithosphère et les forces de résistance de la lithosphère face aux taux de déformation appliqués.

$$Ar = \frac{F_g}{F_s} \quad (2-9)$$

$F_g$  correspond aux forces gravitaires s'exerçant sur le modèle [ $\text{Pa.m}$ ].

$F_s$  correspond à la résistance du modèle à la rupture [ $\text{Pa.m}$ ].

Le nombre d'Argand  $Ar$  représente la compétition entre ces deux forces  $F_g$  et  $F_s$  en jeu lors du processus d'étalement gravitaire. Les variations de pression hydrostatique entre lithosphère et



asthénosphère favorisent plus ou moins l'effondrement gravitaire de la lithosphère, tandis que la résistance de la lithosphère intégrée sur son épaisseur s'oppose à cet étalement. En présence de bords libres, si le potentiel gravitaire de l'expérience  $F_g$  dépasse la résistance intégrée de la lithosphère à la rupture ( $F_g > F_s$ ), la lithosphère n'est pas capable de supporter de forts reliefs et l'étalement gravitaire aura lieu. Au contraire, si  $F_g < F_s$ , l'étalement n'a pas lieu, et la lithosphère en collision peut s'épaissir. L'étude de l'influence des forces gravitaires montre ainsi que le confinement latéral n'est pas le seul facteur permettant de gouverner les proportions relatives d'épaississement et d'extrusion latérale dans les expériences.

$F_s$  correspond à l'aire se trouvant sous les courbes des profils de résistance, c'est-à-dire à l'intégrale de la contrainte déviatorique sur la profondeur (cf. Figure 34).

$$F_s = \int_0^{hl} (\sigma_1 - \sigma_3) dz \quad (2-10)$$

$hl$  correspond à l'épaisseur de l'ensemble des couches fragiles et ductiles.  $z$  correspond à la profondeur.

L'enveloppe fragile du profil rhéologique est déduite du critère de Mohr-Coulomb (cf. équation 2-3). Dans le cas du sable, la cohésion est considérée comme négligeable et la pression de fluides interstitiels est nulle ;

$$\text{d'où } \tau = \tan(\phi) \sigma_N \quad (2-11)$$

avec  $\tau$ , la contrainte cisailante,  $\phi$ , l'angle de friction interne et  $\sigma_N$ , la contrainte normale. D'autres approximations concernant le mode de déformation dominant (régime compressif, décrochant et extensif) sont faites. La Figure 39 présente le calcul du déviateur des contraintes à l'aide du cercle de Mohr, utilisant le critère de Mohr-Coulomb défini précédemment pour les différents régimes de déformation. Dans les expériences présentées, le régime dominant est décrochant ; la contrainte déviatorique vaut  $\rho g z$ .

L'enveloppe ductile est décrite par une loi de puissance qui relie les contraintes au taux de déformation :

$$\dot{\varepsilon} = \frac{(\sigma_1 - \sigma_3)^n}{\eta} \quad (2-12)$$

avec  $\dot{\varepsilon}$ , le taux de déformation et  $\eta$ , la viscosité.  $n$  oscille entre 3 et 5 pour les roches, mais dans le cas de fluide newtonien comme la silicone, ce paramètre  $n$  vaut 1.  $F_s$  peut alors être exprimée comme la somme des résistances intégrées des couches fragiles et des couches ductiles :

$$F_s = \int_{hsa} \rho g z \cdot dz + \int_{hsi} \eta \dot{\varepsilon} \cdot dz \quad (2-13)$$

Après intégration de l'équation 2-13,  $F_s$  vaut :

$$F_s = \frac{\rho g h_{sa}}{2} + \eta \dot{\varepsilon} h_{si} \quad (2-14)$$

avec  $\dot{\varepsilon} = U/L$ ,  $U$  étant la vitesse de compression et  $L$ , la longueur initiale de l'expérience.

$F_g$  correspond à la différence de pression hydrostatique entre le bicouche sable/silicone et le miel :

$$F_g = \int_{hl} \rho g z \cdot dz - \int_{hm} \rho_m g z \cdot dz \quad (2-15)$$

$hl$  correspond à la somme de l'épaisseur de sable  $h_{sa}$  et de l'épaisseur de la couche de silicone  $h_{si}$ .  $hm$  correspond à l'enfoncement du bicouche dans le miel. Cet enfoncement est représenté sur la Figure 41.

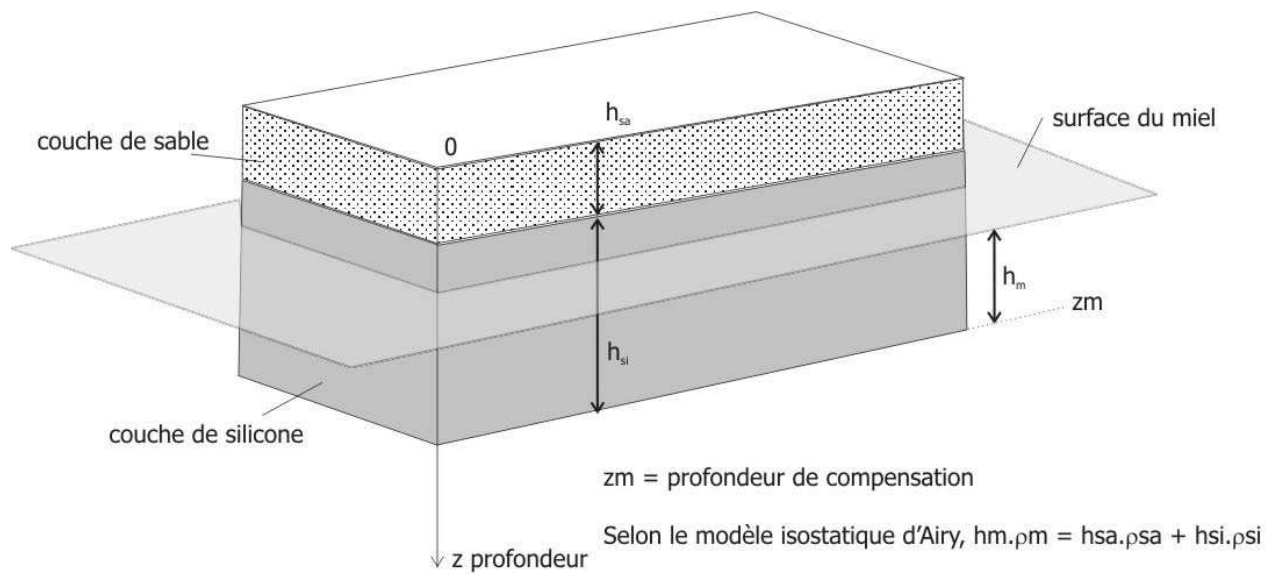


Figure 41 : Etat d'équilibre entre le bicouche sable/silicone et le miel dans le modèle isostatique d'Airy ( $h_{sa}$  et  $h_{si}$  : hauteurs de la couche de sable et de silicone respectivement, de masses volumiques respectives :  $\rho_{sa}$  et  $\rho_{si}$ .  $h_m$  est la hauteur entre la base de la couche de silicone et la surface du miel)

Pour calculer l'épaisseur d'enfoncement du modèle dans le miel ( $h_m$ ), le modèle isostatique d'Airy a été considéré : à la profondeur  $z_m$ , appelée niveau de compensation, la pression de charge est identique en tout point (cf. Figure 41). Les différentes épaisseurs des couches et leur enfoncement dans le miel  $h_m$  sont alors liés par la formule suivante :

$$h_m = \frac{\rho_{sa} h_{sa} + \rho_{si} h_{si}}{\rho_m} \quad (2-16)$$

L'intégration de l'équation 2-15 donne alors :

$$F_g = \frac{g}{2} (\rho_{sa} h_{sa}^2 + \rho_{si} ((h_{si} + h_{sa})^2 - h_{sa}^2) - \frac{(h_{sa} d_{sa} + h_{si} d_{si})^2}{\rho_m}) \quad (2-17)$$

avec :  $g$ , l'accélération de pesanteur ( $9,81 \text{ m.s}^{-2}$ ) ;  $h_{sa}$ , l'épaisseur de la couche fragile [m] ;  $\rho_{sa}$ , la masse volumique de la couche fragile [ $\text{kg.m}^{-3}$ ] ;  $h_{si}$ , l'épaisseur de la couche ductile [m] ;  $\rho_{si}$ , la masse volumique de la couche ductile [ $\text{kg.m}^{-3}$ ] ;  $\eta_{si}$ , la viscosité de la couche ductile [ $\text{Pa.s}$ ] ;  $\rho_m$ , la masse volumique du miel [ $\text{kg.m}^{-3}$ ] ;  $U$ , la vitesse de compression [ $\text{m.s}^{-1}$ ] ;  $L$ , la longueur initiale du modèle [m].

De la même façon,  $F_s$  et  $F_g$  peuvent être obtenus pour les modèles tri-couches :

$$F_g = \frac{g}{2} (\rho_{sa} h_{sa}^2 + \rho_{si1} ((h_{si1} + h_{sa})^2 + \rho_{si2} ((h_{si2} + h_{si1} + h_{sa})^2 - (h_{si1} + h_{sa})^2) - \frac{(h_{sa} \rho_{sa} + h_{si1} \rho_{si1} + h_{si2} \rho_{si2})^2}{\rho_m}) \quad (2-18)$$

$$F_s = \frac{1}{2} g \rho_{sa} h_{sa}^2 + \eta_{si1} h_{si1} \frac{U}{L} + \eta_{si2} h_{si2} \frac{U}{L} \quad (2-19)$$

Le nombre d'Argand permet ainsi de prédire le mode de déformation dominant. Contrairement à  $\Gamma$ , le nombre d'Argand dépend de la longueur de l'expérience. Cependant, pour la gamme de longueur testée (0.2-1m), les variations maximales de  $Ar$  vis à vis de la longueur sont de  $\pm 0.05$ . Compte-tenu de l'imprécision sur l'épaisseur de la couche de sable ou sur la densité des matériaux, les variations de  $Ar$  dues à la longueur du modèle ne jouent pas de rôle significatif et la comparaison entre des modèles de longueurs différentes est possible au même titre que pour  $\Gamma$ . Les valeurs du nombre d'Argand rencontrées dans les expériences varient typiquement entre 0 et 3.5.

### 2.3. Typologie des différents styles de déformation en fonction des paramètres « mécaniques » ( $Ar$ et $\Gamma$ )

Les deux paramètres définis précédemment (le paramètre fragile/ductile  $\Gamma$  et le nombre d'Argand  $Ar$ ) ont permis de classer les différentes expériences présentées dans les tableaux 1 à 4.

La Figure 42 présente la distribution des expériences bicouches en fonction de  $Ar$  et de  $\Gamma$ . Les expériences M9 à M16, bien qu'étant des expériences tri-couches, ont été également placées dans ce graphe. En effet, dans ces expériences, les deux couches de silicone ont des viscosités très proches voire similaires. Les paramètres de localisation  $\Gamma_1$  et  $\Gamma_2$ , définis pour chacune des couches, sont donc très proches. La dénomination d'expérience « tri couches » n'est alors pas très adaptée, dans la mesure où ces expériences se comportent comme des bicouches. La première couche de silicone (couche supérieure) est uniquement utilisée pour alléger le modèle.

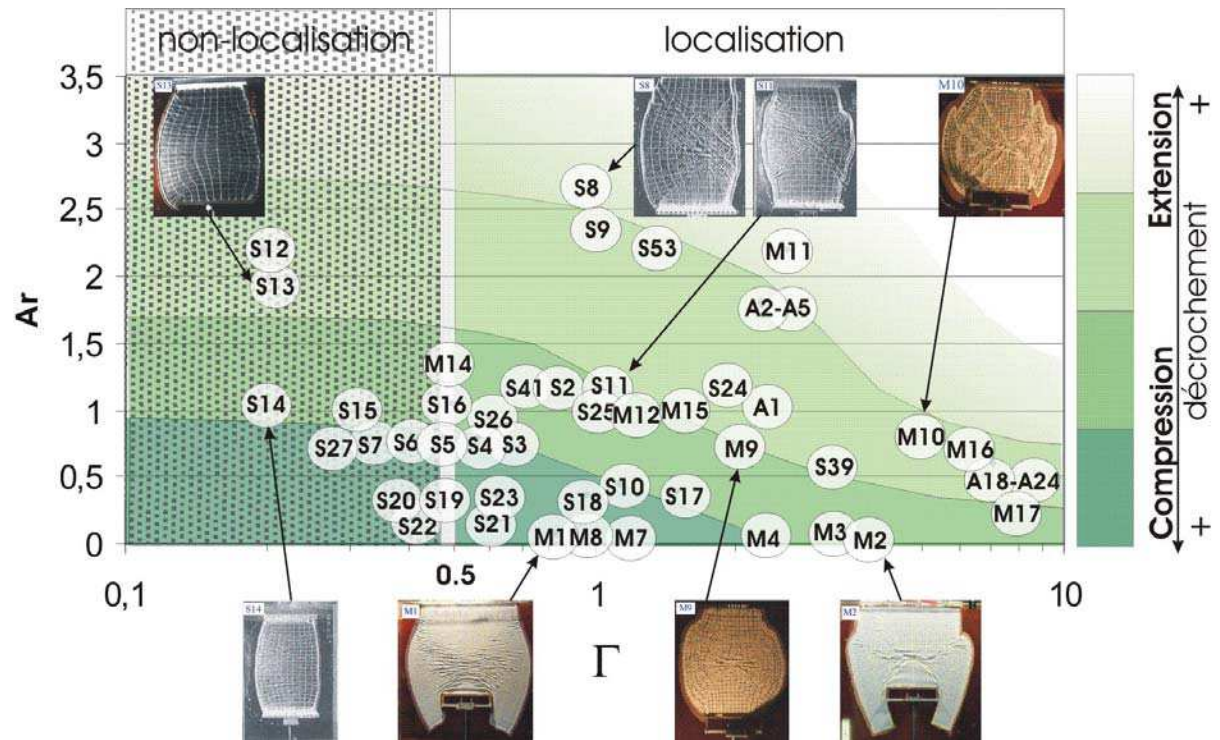


Figure 42 : Distribution des expériences bi-couches en fonction du paramètre fragile/ductile  $\Gamma$  et du nombre d'Argand  $Ar$ .

Dans la Figure 42, le domaine en pointillés correspond à la zone de non-localisation de la déformation. Dans cette zone, la déformation reste diffuse à la surface de l'expérience. Le domaine de droite correspond à la zone de localisation de la déformation. Dans cette zone, des réseaux de failles se développent et le degré de localisation augmente avec  $\Gamma$ . Les domaines colorés sont fonction de la valeur du nombre d'Argand. La zone la plus sombre correspond à des expériences dans lesquelles les structures compressives (plis, chevauchements) sont majoritaires. Dans les domaines plus clairs, les expériences présentent plutôt des structures extensives. Toutes ces structures sont naturellement associées à des décrochements, compte-tenu du régime décrochant dominant dans lequel sont réalisées les expériences. Des structures purement décrochantes sont obtenues dans les domaines centraux. La zone blanche dans le coin droit du haut du graphe correspond à un domaine dans lequel la construction d'expériences est plus difficile compte-tenu des matériaux utilisés et du dimensionnement.

Par exemple, la position de l'expérience M9 ( $\Gamma=2.0$ ,  $Ar = 0.75$ ) dans le graphe ( $\Gamma$ - $Ar$ ) indique que l'expérience est localisante et présente des structures principalement décrochantes. L'expérience M2 est quant à elle encore plus localisante (le nombre de structures décrochantes est effectivement plus faible). Par contre, des chevauchements sont associés aux décrochements.

A partir de la Figure 42, la transition localisation/non-localisation semble peu ou pas affectée par la valeur du nombre d'Argand, comme l'avaient déjà supposé Davy et al. (1995). Une petite dépendance entre le nombre d'Argand et le paramètre fragile/ductile  $\Gamma$  est quand même visible au niveau de l'incurvation des limites entre modes de déformation (zones colorées). Ces courbes (tracées expérimentalement) ne sont pas à proprement parler des limites, puisque le passage d'un domaine à l'autre est continu.

L'intérêt du classement des expériences en fonction des deux paramètres,  $\Gamma$  et  $A_r$ , est double. Tout d'abord, ces deux paramètres permettent de discriminer l'ensemble des expériences. La compression d'un milieu fragile/ductile et donc par analogie, de la lithosphère continentale, semble ainsi dépendre uniquement de deux « effets » : le couplage entre les couches fragiles et les couches ductile et l'influence des forces gravitaires représentée par le nombre d'Argand. L'autre intérêt concerne le caractère prédictif d'un tel classement sur le style de déformation, puisque ces deux paramètres peuvent être calculés avant la déformation.

Les prochains paragraphes s'intéressent plus particulièrement au rôle de chacun de ces paramètres sur le style de la déformation : sur la localisation de la déformation, d'une part, et sur l'expression du mode compressif ou extensif, d'autre part.

## 2.4. Observations de la localisation de la déformation

### a. Description des expériences bi-couches

Dans une expérience, la localisation de la déformation se traduit par la concentration de la déformation sur des zones de plus en plus petites, dont la répartition spatiale n'est ni homogène, ni aléatoire. Une manière de visualiser expérimentalement la localisation de la déformation est le calcul du paramètre  $S_2$  (Sornette et al., 1993 ; Davy et al, 1995 ; Bonnet, 1997). Celui-ci est défini comme suit :

$$S_2 = \frac{1}{S_t} \frac{\int_{S_t} I^2 dS}{\int_{S_t} I dS} \quad (2- 20)$$

où  $S_t$  est la surface totale de l'expérience et  $I$  la déformation équivalente du tenseur des déformations. Le calcul de la déformation équivalente est donné en annexe (cf. annexe 2). Si la surface est subdivisée en mailles triangulaires (avec  $N_t$ , nombre total de mailles) et si la déformation équivalente est calculée sur chacune de ces mailles, alors  $S_2$  est caractérisé par l'équation suivante :

$$S_2 = \frac{1}{N_t} \frac{\sum_{N_t} I^2}{(\sum_{N_t} I)^2} \quad (2- 21)$$

Le paramètre  $S_2$  est considéré comme une représentation du pourcentage de la surface totale, qui apparaît déformé à un instant donné. Si la déformation est homogène dans l'expérience, alors  $S_2$  vaut 1. Si la déformation est localisée, avec des intensités de déformations différentes selon les endroits, alors  $S_2$  sera inférieur à 1, puisque la somme de valeurs au carré est inférieure au carré de la somme de ces valeurs. La Figure 43 montre l'évolution de  $S_2$  sur des expériences localisantes et non-localisantes de grande taille (1 mètre). En cas de non-localisation de la déformation,  $S_2$  ne chute pas au cours du raccourcissement ; tandis qu'une chute de  $S_2$  sera observée en cas de localisation (cf. Figure 43).

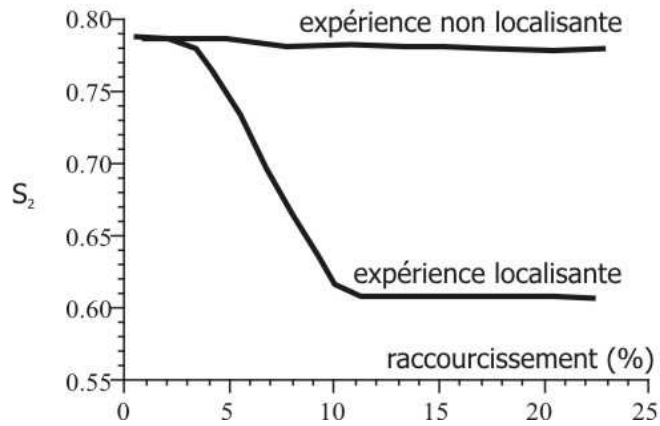


Figure 43 : Evolution de  $S_2$  en fonction du raccourcissement pour des expériences localisantes et non-localisantes de grande taille (d'après Bonnet, 1997).

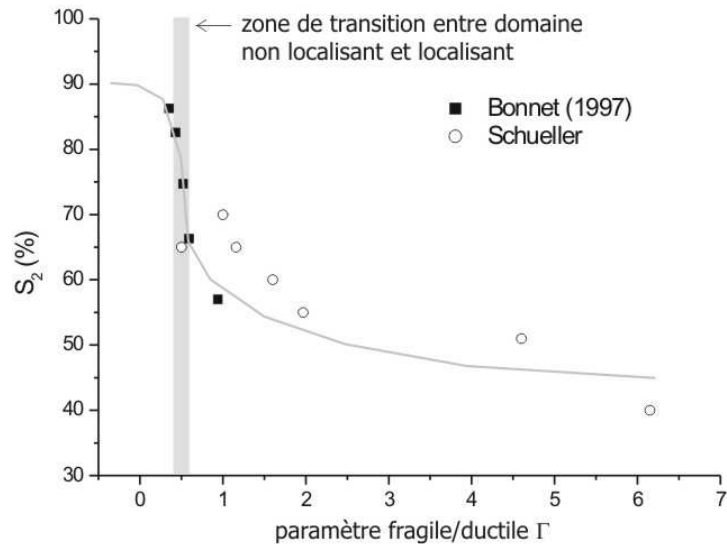


Figure 44 : Evolution de la valeur de  $S_2$  finale en fonction du rapport fragile/ductile pour des expériences d'un mètre de long (d'après Bonnet, 1997).

Le calcul de  $S_2$  au cours de différentes expériences a montré que la valeur de stabilisation de  $S_2$  après localisation dépendait de la valeur de  $\Gamma$  (cf. Figure 44). Plus la valeur de  $\Gamma$  est importante, plus la valeur de  $S_2$  est faible et plus la déformation est localisée. La localisation de la déformation peut donc être définie comme une fonction du paramètre fragile/ductile  $\Gamma$ .

La Figure 44 montre également que la chute principale de  $S_2$  (passage d'une expérience non localisante à localisante) a lieu pour une valeur de  $\Gamma$  autour de 0.5-0.7 (valeur définie par Bonnet, 1997). Le léger décalage entre les points noirs et blancs est peut-être dû au fait que  $S_2$  est calculé sur des expériences légèrement plus petites (60 à 90 cm) pour les points blancs au lieu de 1 mètre pour les

points noirs. L'incrément de raccourcissement est également beaucoup plus faible (0.5%) pour les points blancs que pour les points noirs (1 à 2%).

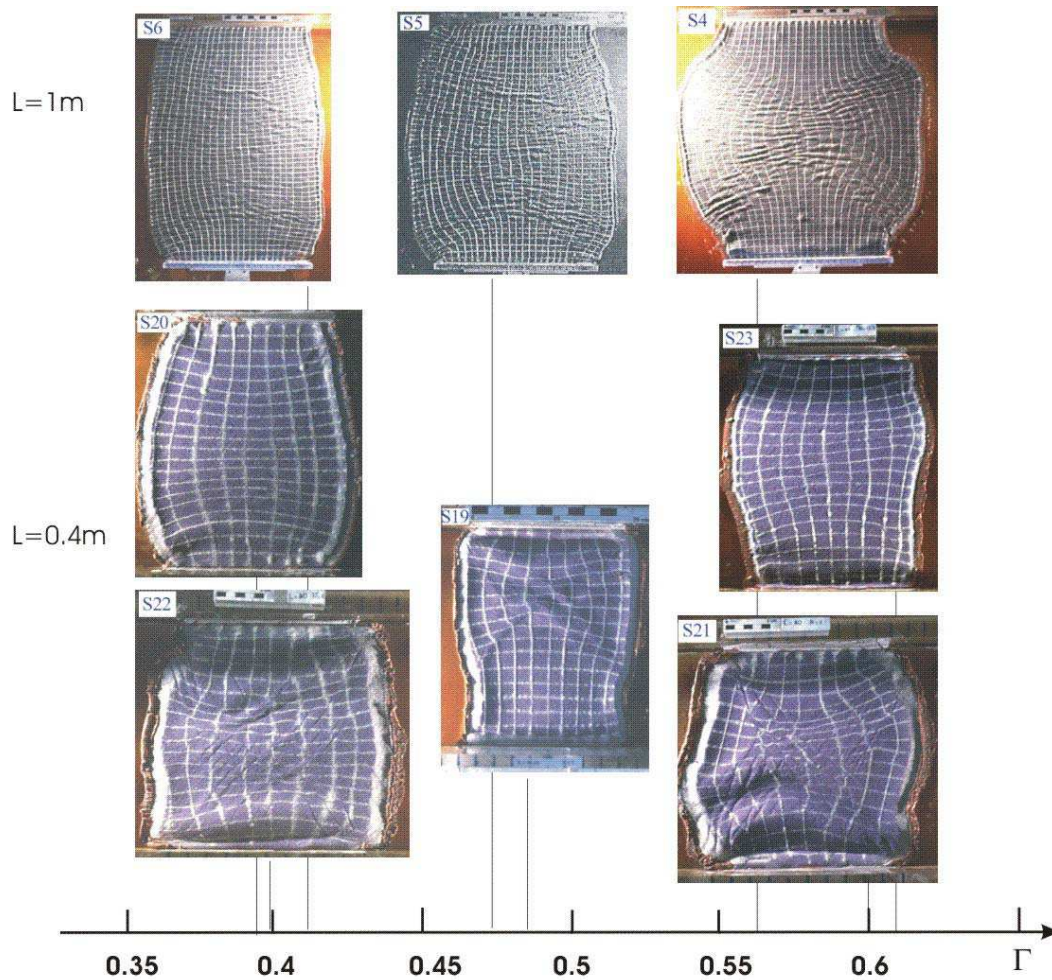


Figure 45 : Transition entre déformation non-localisée et déformation localisée. Vues de dessus de différentes expériences ayant des longueurs initiales différentes.

La Figure 45 présente le passage d'une déformation non-localisée à localisée pour des expériences de longueur initiale différente. La transition se traduit par le passage d'une déformation diffuse (avec éventuellement quelques petites failles réparties sur l'ensemble de l'expérience) (cf. Figure 45, S6) à une déformation localisée le long de deux bandes de cisaillement avec la mise en place de réseaux de failles décrochantes (cf. Figure 45, S4). Le passage est assez net pour les expériences de un mètre de long, il l'est beaucoup moins pour des longueurs inférieures (cf. 2.4b Rôles des conditions aux limites).



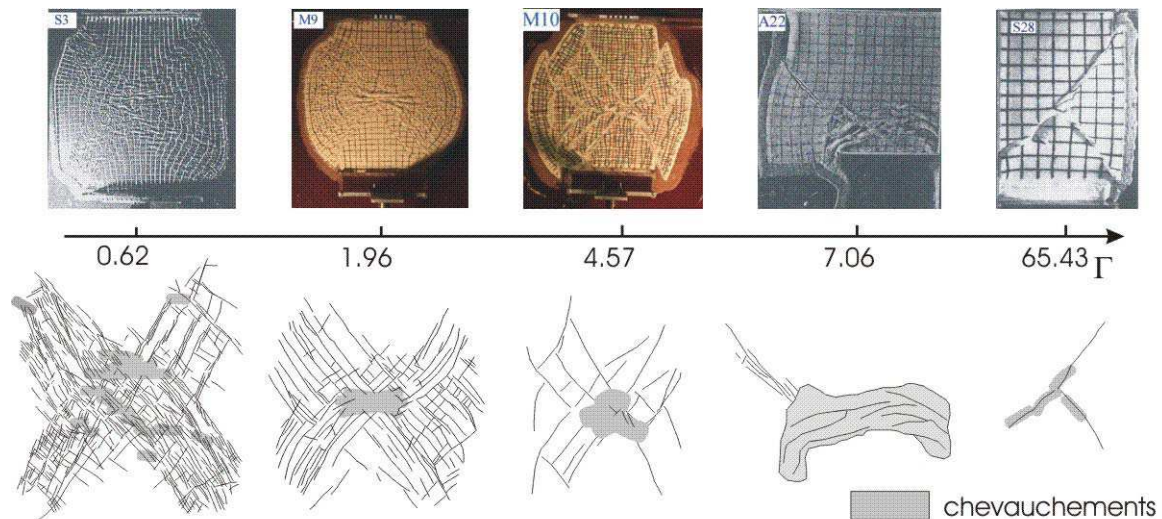


Figure 46 : Evolution du réseau de failles en fonction du paramètre fragile/ductile  $\Gamma$  ( $0 < \Gamma < 1$ ).

Dans le domaine localisant ( $\Gamma > 0.5$ ), une gradation dans la localisation de la déformation est également observée. En effet, la valeur de  $S_2$  continue encore à diminuer (cf. Figure 44). La Figure 46 présente l'évolution du réseau de failles pour une valeur du paramètre fragile/ductile variant entre 0.62 et 65.43. Plus la valeur de  $\Gamma$  est grande ( $\Gamma > 4$ ), plus les failles sont grandes ( $\geq 10$  cm) et peu nombreuses. Au contraire, pour de faibles valeurs de  $\Gamma$  ( $0.5 < \Gamma < 2$ ), les réseaux sont très denses et les failles de faible longueur ( $< 2$  cm).

L'analyse de la distribution des longueurs des failles du réseau final, faite par Davy et al. (1995), montre que la distribution suit une loi Gamma. La loi Gamma (Davy, 1993) est la combinaison entre une loi exponentielle et une loi de puissance ( $Al^a \exp(-l/l_0)$ ). L'exposant « a » varie entre 1.5 et 1.9, sans lien avec le paramètre fragile/ductile. Par contre, la longueur caractéristique  $l_0$  dépend de  $\Gamma$ . Pour de fortes valeurs de  $\Gamma$ ,  $l_0$  correspond à la taille finie du système. Au contraire, pour de faibles valeurs de  $\Gamma$ ,  $l_0$  est plus faible et dépend du couplage entre le niveau fragile et le niveau ductile, qui a tendance à limiter la croissance des failles. La densité des réseaux aura alors tendance à être plus forte. Le nombre de failles n'est cependant pas entièrement contrôlé par  $\Gamma$ , mais dépend également des hétérogénéités du système. Dans la mesure où la géométrie des réseaux de failles est considérée comme auto-similaire, les densités des réseaux de failles dépendent de l'échelle d'observation et peuvent être associées à une dimension fractale (Davy et al., 1990 ; 1992). La dimension fractale représente ainsi le degré d'occupation de l'espace par le réseau de failles. Calculée pour des  $\Gamma$  compris entre 0.5 et 1.12, elle diminue lorsque la valeur de  $\Gamma$  augmente (Davy et al, 1995).

Le paramètre fragile/ductile semble donc bien être le paramètre contrôlant la localisation.



### b. Rôle des conditions aux limites : taille de l'expérience et des hétérogénéités pré-existantes

Deux conditions aux limites du système, non prises en compte dans le calcul de  $\Gamma$ , interviennent sur l'expression de la localisation de la déformation dans les expériences. Il s'agit de la longueur de l'expérience et des hétérogénéités pré-existantes.

#### Taille de l'expérience

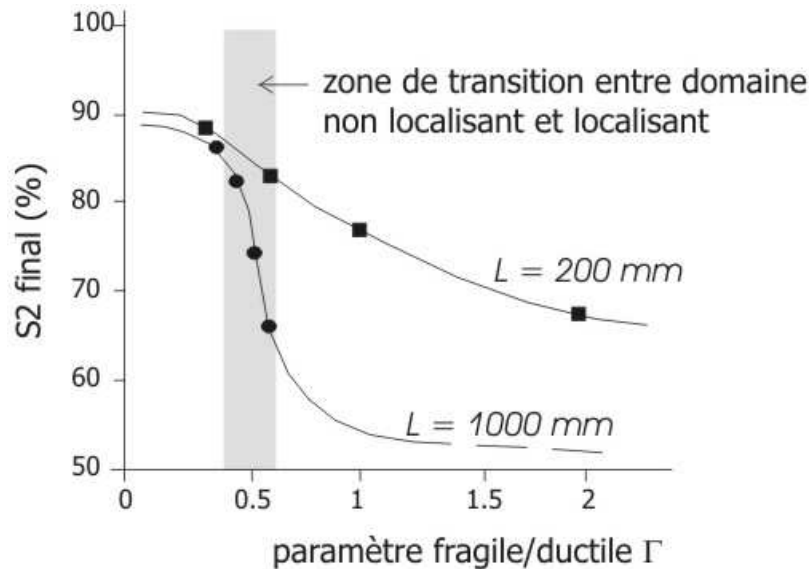


Figure 47 : Effet de la longueur de l'expérience sur la transition localisante/non-localisante (d'après Bonnet, 1997).

Plus le modèle est petit, plus les réseaux de failles, ainsi que les champs de déformation associés, seront affectés par les effets de taille finie. L'épaisseur des couches de l'expérience constitue une taille caractéristique du système. En effet, pour que les failles soient visibles, leur taille doit être de l'ordre de l'épaisseur de la couche fragile. L'observation de la connexion entre les failles, par exemple, se fait donc à des échelles de longueur supérieures à l'épaisseur de l'expérience. Si la taille du système est grande par rapport à l'échelle caractéristique, les structures ont la place de se développer et sont moins perturbées par les conditions aux limites. Au contraire, si la taille de système est relativement faible par rapport à l'échelle caractéristique, les structures n'ont pas un espace suffisant pour se développer et vont de plus être affectées dans leur ensemble par les conditions aux limites (zones d'ombre des bords rigides, flambage de l'expérience). L'effet de taille finie de l'expérience est particulièrement bien visible sur la transition d'une déformation non-localisée à localisée (cf. Figure 45 et Figure 47). Si le passage d'un domaine à l'autre est bien visible pour une expérience d'un mètre de long, il l'est beaucoup moins lorsque l'expérience ne fait plus que 40 cm. En effet, sur la Figure 45, il est visuellement impossible de différencier le degré de localisation des expériences S20 et S22 de celui des expériences S23 et S21. De même, la Figure 47 présente l'évolution de la valeur de  $S_2$  finale en fonction de  $\Gamma$ . La chute de  $S_2$  est bien visible et abrupte pour une expérience d'un mètre de long. Elle

l'est beaucoup moins pour une expérience de 20 cm de long. La valeur de  $S_2$  est modifiée par les effets de taille finie, qui ont tendance à lisser les informations. La valeur de  $S_2$  ne peut donc être prise comme une caractérisation « absolue » du degré de localisation ; au contraire du paramètre  $\Gamma$ , qui est indépendant de la longueur initiale du système.

La taille du système peut également affecter l'orientation des structures. En effet, l'angle entre les failles décrochantes majeures et l'axe de compression principal n'est pas seulement contrôlé par l'angle de frottement interne du matériau fragile. Il dépend également de la géométrie de l'expérience et en particulier du rapport entre sa longueur et sa largeur (Davy et Suzanne, 1991, non publié ; Sornette et al., 1993). En effet, si le rapport longueur/largeur est trop petit, un décrochement qui se crée à  $30^\circ$  de l'axe de compression principal n'atteindra pas le bord libre mais le bord opposé rigide. L'extrusion latérale ne pourra alors être réalisée sans déformation supplémentaire coûteuse en énergie. Dans ce cas, la direction des décrochements est modifiée et l'angle augmenté. L'angle est alors de  $\arctan(L/T)$  avec  $L$ , la longueur de l'expérience, et  $T$ , la taille du piston (Davy et Suzanne, 1991).

#### Hétérogénéités préexistantes

Des hétérogénéités pré-existantes dans le milieu n'ont pas d'effet sur le style de la déformation dans son ensemble. En revanche, elles influencent fortement le positionnement des failles dans l'expérience. En général, les hétérogénéités pré-existantes sont représentées comme des zones de faiblesse, qui vont pouvoir concentrer la déformation. Dans les expériences, elles peuvent être faites dans le sable (et éventuellement prolongées dans la silicone) par des coups de spatule ou des trous d'épingle, par exemple. Quand l'orientation des hétérogénéités dans le champ des contraintes est favorable, la réactivation, la nucléation et la propagation des failles sont favorisées.

La Figure 48 présente différentes expériences possédant des paramètres  $\Gamma$  et  $Ar$  différents ( $\Gamma=1.7$  et  $Ar = 0.03$  ;  $\Gamma=7$  et  $Ar = 0.6$  ;  $\Gamma=0.6$  et  $Ar = 0.07$ ). Pour chaque série de paramètres, les déformations d'une expérience sans hétérogénéité pré-existante et d'une avec hétérogénéités sont illustrées en fin de raccourcissement par une vue de dessus. Les expériences S33 et S56 présentent l'influence de trous d'épingles disposés de manière régulière sur la localisation de la déformation. Dans S56, les failles apparaissent moins nombreuses que dans l'expérience sans hétérogénéité (S33). La déformation semble plus localisée en présence des trous d'épingle. Les hétérogénéités des expériences A19 et M3 ont été réalisées en plongeant une spatule dans la couche de sable ; les hétérogénéités sont orientées de manière aléatoire. Dans ce cas, la déformation semble moins localisée dans A19 et M3 que dans A18 et M2. Dans l'expérience A19, le nombre de failles semble identique à celui de A18, par contre, le réseau de failles est plus étalé. Dans l'expérience M3, les failles sont plus nombreuses que dans M2 et leur positionnement est fortement corrélé à celui des hétérogénéités.

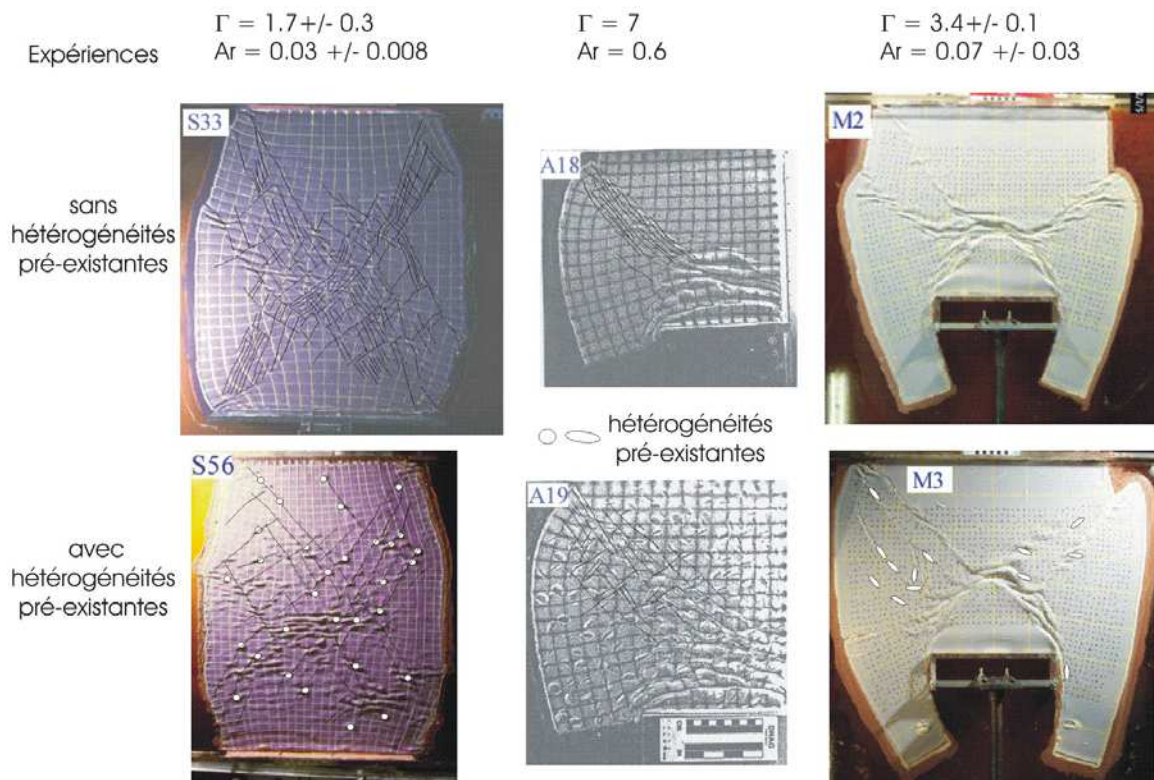


Figure 48 : Rôle d'hétérogénéités pré-existantes : expériences sans hétérogénéité pré-existante (S33, A18 et M2) et leurs équivalents avec hétérogénéités (S56, A19 et M3). Concernant les images S56 et M3, seules les hétérogénéités positionnées sur les failles ont été représentées.

D'un point de vue temporel, la localisation de la déformation est favorisée et même accélérée en présence de trous d'épingle (Bonnet, 1997). En effet, les trous d'épingles, sans orientation préférentielle, peuvent être réactivés dans n'importe quelle direction. Au contraire, la présence de coups de spatules a tendance à retarder la localisation à certains endroits où le champ de contrainte local et l'orientation de l'hétérogénéité sont incompatibles (Suzanne, 1991). Cette incompatibilité explique également l'étalement plus important du réseau de failles, et met en avant l'importance de la forme des hétérogénéités.

Cependant, la présence d'hétérogénéités ne semble pas modifier fondamentalement le style de déformation. Une déformation transpressive, comme dans l'expérience M2, le reste dans l'expérience M3. Les expériences A18 et A19 présentent toutes deux majoritairement des décrochements. De même, la morphologie générale du réseau de failles reste globalement la même.

### c. Influence d'une seconde couche de silicone

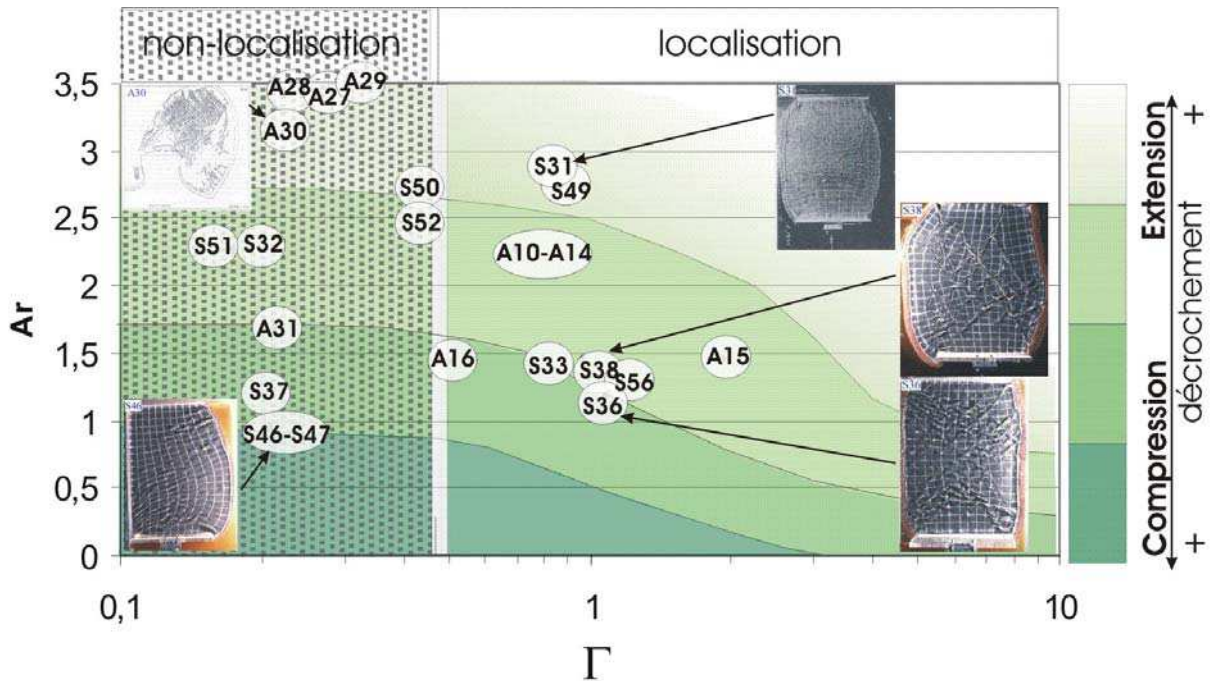


Figure 49 : Distribution des expériences tri-couches en fonction du rapport fragile/ductile  $\Gamma$  et du nombre d'Argand  $Ar$ .

La seconde couche de silicone est utilisée pour simuler la présence d'un manteau supérieur plus résistant (cf. Figure 34). La viscosité de cette deuxième couche est donc plus importante que celle représentant la croûte ductile. Deux rapports fragiles/ductiles sont alors calculés pour chacune des couches :  $\Gamma_1$  (pour la couche de silicone représentant la croûte ductile) et  $\Gamma_2$  (pour la couche de silicone représentant le manteau supérieur). Pour comparer les expériences tri-couches de la même façon que les bicouches, un rapport fragile/ductile moyen a été calculé :  $(\Gamma_1 + \Gamma_2)/2$ . Les expériences tri-couches ont été alors replacées dans un diagramme  $Ar - \Gamma_{\text{moyen}}$  de la même manière que les bicouches (cf. Figure 49). Plus  $\Gamma_{\text{moyen}}$  est grand, plus la déformation est localisée. La valeur du nombre d'Argand  $Ar$  indique le régime dominant rencontré lors de la déformation (compressif, décrochant ou extensif). Les mêmes limites que pour les expériences bicouches ont été conservées, et il semble qu'elles conviennent également aux tri-couches.

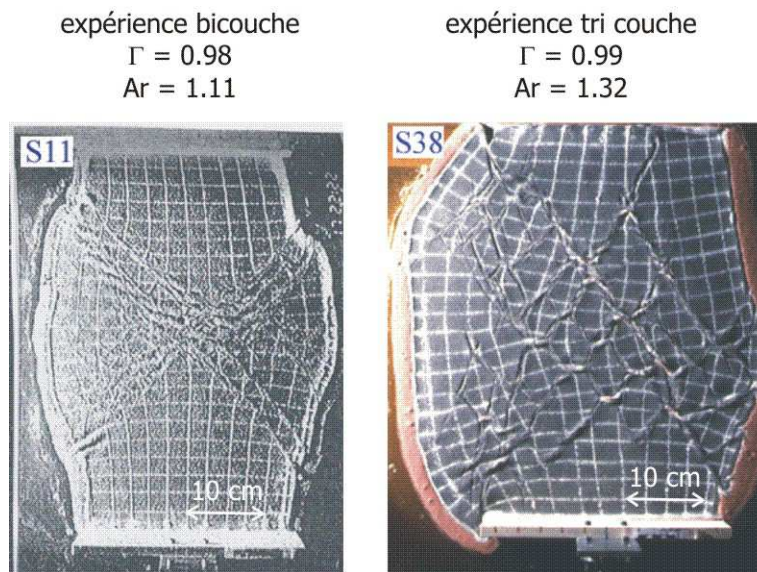


Figure 50 : Rôle de la seconde couche de silicone dans le cas où  $\Gamma_1 > 2*\Gamma_2$ . Comparaison entre S11 (expérience bicouche avec  $\Gamma=0.98$  et  $Ar = 1.11$ ) et S38 ( expérience tri-couche avec  $\Gamma_1=1.34$ ,  $\Gamma_2=0.65$  ;  $\Gamma_{moyen}=0.99$  et  $Ar=1.32$ ).

Si les couches de silicone ont des viscosités proches, l'expérience se comporte comme une expérience bicouche. La deuxième couche de silicone joue un rôle non négligeable lorsque la déformation est localisée ( $\Gamma_{moyen} > 0.5$ ) et lorsque la différence entre  $\Gamma_1$  et  $\Gamma_2$  est grande. Dans les expériences S36, S33 et S38 (cf. tableau 4),  $\Gamma_1 > 2*\Gamma_2$ . Une forte localisation de la déformation est alors observée le long de failles décrochantes, bien que celles-ci soient réparties sur toute la surface de l'expérience. La Figure 50 met en parallèle deux expériences : une bicouche et une tri-couche présentant des paramètres  $\Gamma$  et  $Ar$  proches ( $\Gamma \sim 1$  ;  $Ar \sim 1.2$ ). Selon les valeurs des paramètres  $\Gamma$  et  $Ar$ , la déformation est localisée le long de structures majoritairement décrochantes. L'expérience bicouche S11 présente effectivement une déformation localisée sur un réseau de failles réparties le long de deux bandes de cisaillements. En revanche, dans l'expérience tri-couche S38, la déformation est localisée le long de décrochements très nets. Par contre, ces décrochements sont distribués sur toute la surface de l'expérience. De plus, leur longueur est en général inférieure à celle des décrochements qui joignent le centre au bord de l'expérience (15-20 cm), et qui sont observés dans l'expérience S11. Cette distribution paradoxale de la déformation est typique de l'influence du couplage des deux couches de silicone avec la couche de sable. La première couche de silicone (supérieure) qui interagit avec le sable a une résistance beaucoup moins importante que celle de la couche de sable (forte valeur de  $\Gamma_1$ ) ; la déformation va alors se localiser le long de grandes failles. La deuxième couche de silicone plus résistante va avoir tendance à distribuer la déformation et limiter la croissance des failles. Le couplage de ces deux couches de silicone produit une « localisation délocalisée » de la déformation. L'existence ou non d'un manteau supérieur « fragile », beaucoup plus résistant que la croûte inférieure (tel que  $\Gamma_1 > 2*\Gamma_2$ ) peut ainsi influencer la distribution de la déformation et la morphologie des réseaux de failles.



## 2.5. Compression versus extension

### a. Quantités relatives d'extension, de compression et de décrochement

Les forces gravitaires, quantifiées par le nombre d'Argand, influencent plus particulièrement les modes de déformations, c'est-à-dire l'expression relative de la compression, du décrochement et de l'extension. Lorsque  $Ar$  est faible, les structures compressives en association avec les décrochements sont plus prononcées. Tandis que lorsque l'on augmente  $Ar$ , les décrochements deviennent prédominants et pour des valeurs d' $Ar$  supérieures à 2-3, les structures extensives deviennent majoritaires (cf. Figure 42).

La Figure 51 présente l'évolution de la distribution des modes de déformation en fonction de la valeur du nombre d'Argand pour des expériences bicouches localisantes. Différents types et associations de structures sont observés lorsque  $Ar$  varie.

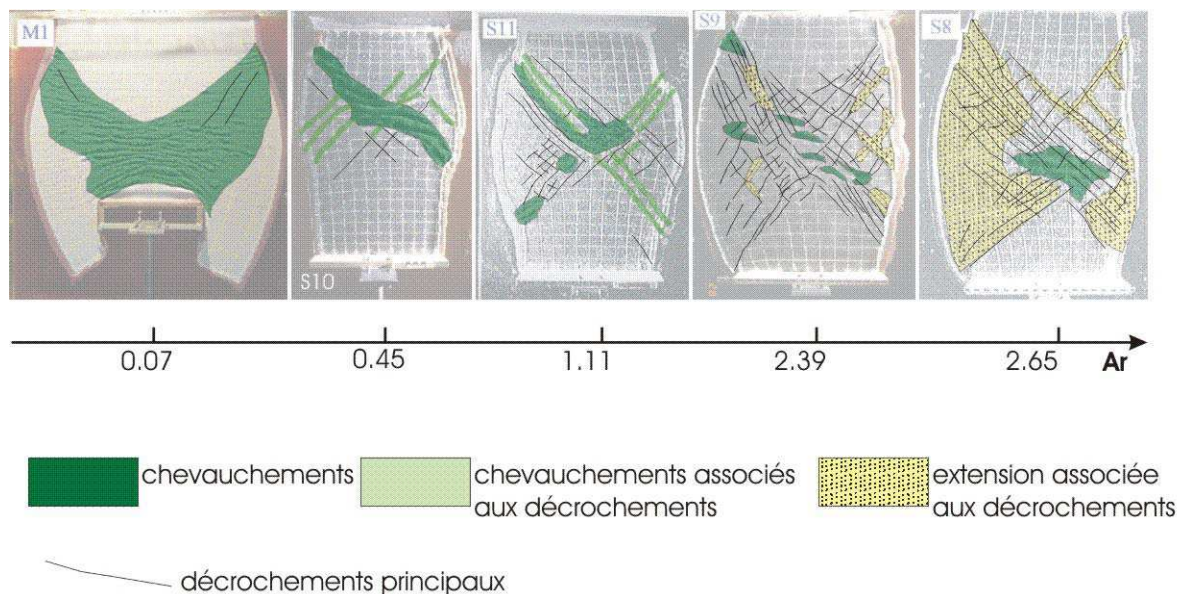


Figure 51 : Distribution des modes de déformation en fonction du nombre d'Argand dans des expériences bicouches localisantes.

Lorsque  $Ar$  est faible ( $Ar = 0.07$ , cf. Figure 51), une majorité de chevauchements est observée (domaine foncé recouvrant la majeure partie de l'expérience). Ceux-ci sont recoupés par endroit par des décrochements. Pour des valeurs plus importantes de  $Ar$  (0.45 et 1.11, cf. Figure 51), les décrochements sont bien exprimés. Ils sont encore associés à des chevauchements, qui tendent à se localiser à l'intérieur des zones décrochantes (structures transpressives dans les domaines colorés clairs). Ces chevauchements apparaissent probablement à cause du blocage du déplacement le long des failles. Pour une valeur de  $Ar$  de 1.11, le réseau de failles est principalement décrochant ; il y a équilibre entre les forces gravitaires et les forces de résistance. Lorsque  $Ar$  augmente encore, de l'extension apparaît dans les expériences. Elle s'associe tout d'abord aux décrochements sous forme de structures transtensives ( $Ar=2.39$ , cf. Figure 51). Lorsque  $Ar$  devient très important (2.65), des zones d'extension pure se forment indépendamment de la position des décrochements. Ces zones

s'orientent généralement parallèlement à la direction de compression. Les structures extensives ont de plus tendance à se répartir sur l'ensemble de l'expérience, donnant l'impression d'une localisation de la déformation moins importante que pour une expérience à  $\Gamma$  équivalent mais  $A_r$  plus faible.

Le passage d'une organisation de la déformation à une autre semble se faire de manière continue lorsque la valeur de  $A_r$  augmente ou décroît, malgré l'existence de la couche fragile, comme pour les expériences réalisées sur couche visqueuse seule (England et McKenzie, 1982).

De même, dans le domaine « non-localisant », l'expression de la déformation diffuse passe progressivement de petites structures compressives distribuées à la surface de l'expérience à des réseaux très denses de microfailles transtensives réparties sur toute la surface de l'expérience.

### **b. Développement temporel des structures**

La mise en place temporelle des structures décrites précédemment, est analysée dans ce paragraphe de manière qualitative. Le nombre d'expériences est insuffisant pour pouvoir suivre le style de déformation de manière continue le long d'une ligne «  $\Gamma$ =constante ». Du fait de la dépendance de  $A_r$  avec  $\Gamma$ , trois zones ont alors été définies :  $\Gamma=0.9-1.5$ ,  $\Gamma=2-3$  et  $\Gamma=3-7$ . Pour chacune de ces zones, l'ordre d'apparition des chevauchements, des décrochements et de l'extension a été observé à partir des photos ou des diapositives disponibles. Les résultats sont présentés dans la Figure 52. Chaque graphe correspond à une gamme de valeurs de  $\Gamma$  différente et présente trois courbes correspondant à l'apparition des structures compressives, extensives et décrochantes en fonction de la valeur du nombre d' $A_r$ . Les pourcentages de raccourcissement, lors de l'apparition des structures, sont donnés en ordonnées. Ils ont une précision de l'ordre de 2-3%. En effet, dans les premiers temps du raccourcissement, les structures ne sont pas toujours très bien visibles (surtout lorsque la déformation est répartie sur de nombreuses structures) ; la visibilité dépend également de l'éclairage employé. Cependant les résultats apparaissent assez cohérents. En général, les premières structures visibles apparaissent entre 4 et 6% de raccourcissement total ; elles semblent apparaître un peu plus tôt (4% de raccourcissement) pour la gamme des valeurs de  $\Gamma$  élevées que pour des valeurs de  $\Gamma$  plus faibles (5-6% de raccourcissement). Les tendances observées sont cependant très proches pour les trois gammes de  $\Gamma$  choisies (cf. Figure 52). Il faut juste tenir compte des décalages dans les valeurs de  $A_r$ , liés à la décroissance des limites des zones colorées lorsque  $\Gamma$  augmente (cf. Figure 42). La Figure 53 illustre sur quelques expériences l'apparition des structures au cours du raccourcissement pour les transects a, b, c et d notés sur la Figure 52.

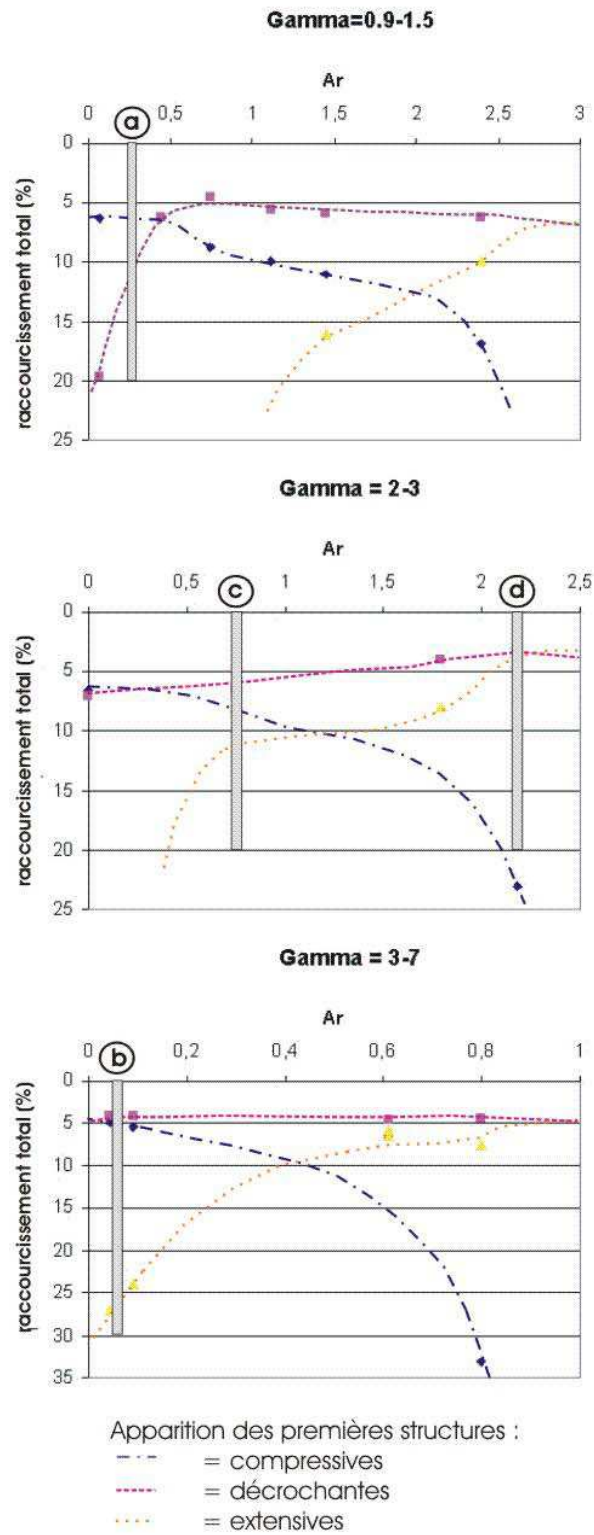


Figure 52 : Apparition des principales structures compressives, décrochantes et extensives en fonction du nombre d'Argand et du raccourcissement pour trois gammes de  $\Gamma$  (0.9-1.5 ; 2-3 ; 3-7).  
a, b, c et d se rapportent aux illustrations de la Figure 53.



Ainsi lorsque le nombre d'Argand est faible, des chevauchements perpendiculaires à l'axe de compression apparaissent en premier. Les décrochements apparaissent plus tardivement et viennent recouper ces chevauchements (cf. Figure 53-a). Lorsque la valeur de  $A_r$  augmente (cf. Figure 52-b), les décrochements apparaissent en premier et les chevauchements viennent se localiser à l'intérieur de ces décrochements. Les chevauchements apparaissent dans des zones de relais entre les décrochements ou le long du plan de faille à cause du blocage du glissement (cf. Figure 53-b). Des structures transpressives sont ainsi créées. Il faut bien noter que l'apparition des chevauchements n'est pas due à l'existence d'hétérogénéités mais au mode de déformation du système. En effet, toutes les failles décrochantes finissent par se bloquer et être reprise en compression. Ce ne serait pas le cas si les chevauchements étaient dus à des hétérogénéités, qui ne bloqueraient alors que quelques failles isolées. Lorsque le nombre d'Argand est proche de 1 (cf. Figure 52-c), les structures décrochantes sont majoritaires et les structures compressives et extensives apparaissent plus tardivement. La Figure 53-c illustre le développement de réseaux de failles décrochantes. En fin d'expérience, une zone compressive apparaît au centre de l'expérience et un peu d'extension s'associe aux décrochements. Enfin, lorsque la valeur de  $A_r$  est forte ( $>2-3$ ), des composantes extensives et décrochantes cohabitent dès le début de l'expérience (cf. Figure 52-d). Des bandes purement extensives et des décrochements se mettent simultanément en place (cf. Figure 53-d).

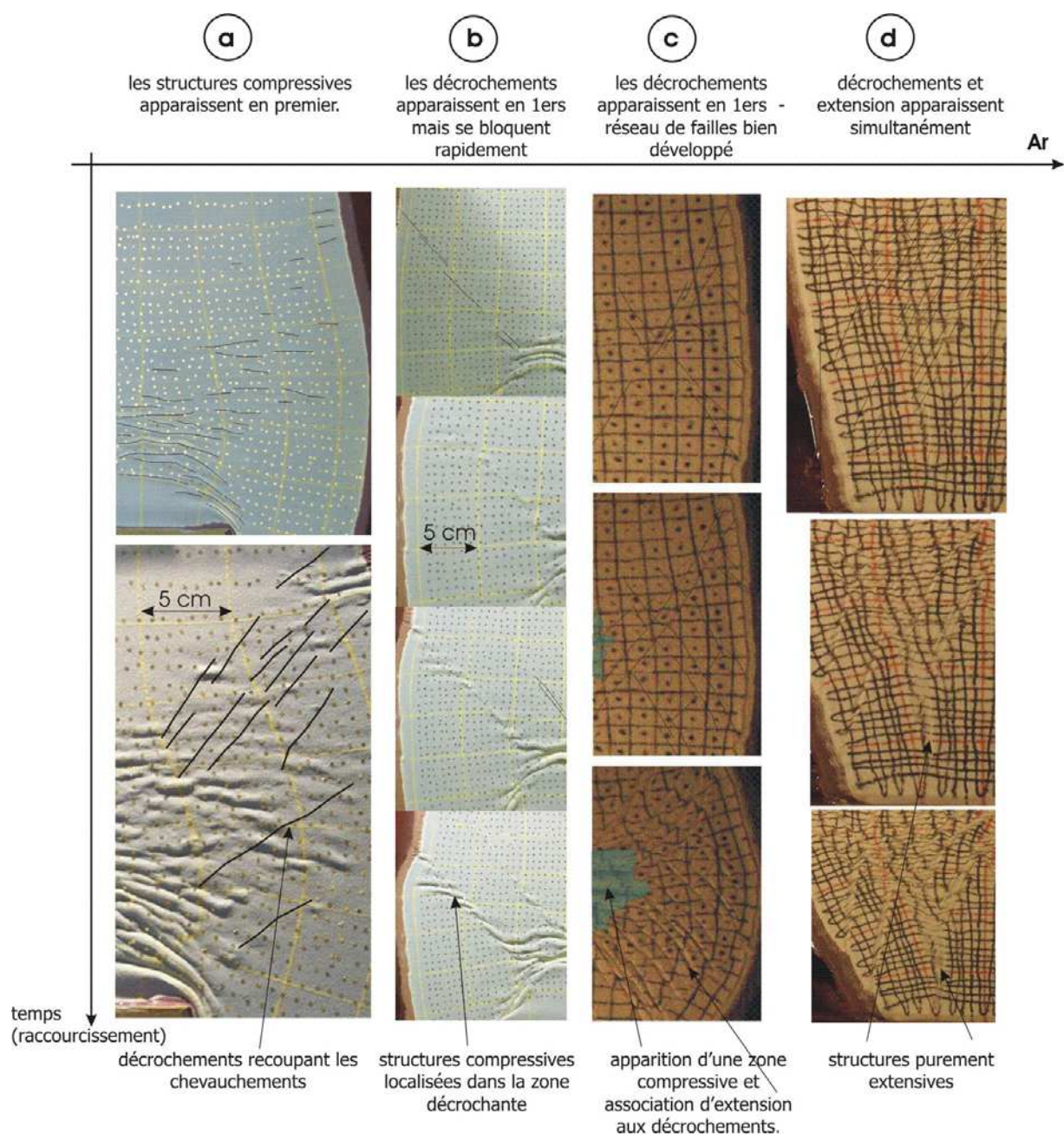


Figure 53 : Schéma interprétatif de la mise en place temporelle des structures compressives, décrochantes et extensives en fonction du nombre d'Argand pour les transects a, b, c et d de la Figure 52. Si ces déformations pouvaient être observées pour une même valeur de  $\Gamma$  de 2-3, les valeurs d'Ar, pour les différents cas, correspondraient à : (a) :  $Ar \sim 0.25$  ; (b) :  $Ar \sim 0.5$  ; (c) :  $Ar \sim 0.72$  ; (d) :  $Ar \sim 2.2$ .

Remarque : Les structures compressives observées ont deux origines : elles sont soit liées au mode de déformation imposé par les forces gravitaires, soit directement générées par les conditions aux limites. Ainsi, lors d'une indentation (petit piston), une zone de chevauchements va être directement générée autour du piston, dès le début du raccourcissement et ce quel que soit le mode de déformation imposé. Ces chevauchements sont directement liés aux conditions aux limites et peuvent donc être séparés des structures qui apparaissent plus tard au gré de la déformation du milieu (chevauchements à

l'intérieur des décrochements, par exemple). Dans le cas de pistons faisant la largeur de l'expérience, la zone compressive est repoussée au centre de l'expérience et il est alors très difficile de séparer les structures compressives dues aux limites du système de celles dues à la déformation « lithosphérique ». Les chevauchements peuvent être soit liés à des incompatibilités de déplacement dans les décrochements à la croisée des deux bandes de cisailantes, soit à la rencontre des deux triangles morts (effets des conditions aux limites). Dans les courbes de la Figure 52, les structures compressives liées aux conditions aux limites n'ont pas été prises en compte (dans la mesure du possible).

La Figure 52 et la Figure 53, considérées comme une interprétation possible du rôle des forces gravitaires dans la mise en place de la déformation, permettent d'expliquer toutes les structures observées. Lorsque le rapport fragile/ductile augmente, le passage d'un mode à l'autre se fait sur une gamme de valeurs de  $A_r$  beaucoup plus resserrée. La transition d'un mode à l'autre semble se faire de façon continue. La chronologie présentée ici a été établie de manière globale en fonction des premières structures observées et du style de déformation général. Dans les expériences, cependant, toutes les structures n'apparaissent pas en même temps. Ceci est particulièrement bien illustré dans la Figure 53–b : alors que les premiers décrochements sont repris par des structures compressives, de nouveaux décrochements apparaissent plus à l'intérieur de l'expérience. Leur évolution sera cependant la même que pour les premiers décrochements.

### **c. Distribution spatiale des modes de déformation (compression, décrochement et extension) et conditions aux limites**

Certaines conditions aux limites jouent un rôle non négligeable dans la distribution spatiale de la déformation. Il s'agit du nombre de bords libres et de la largeur du piston.

#### Nombres de bords libres et confinement latéral

Dans les analyses précédentes sur les modes de déformation, le ou les bords latéraux sont libres sans confinement. Le confinement a cependant été étudié par Davy et Cobbold (1991). Leur étude comprend les expériences A3 et A4, qui présentent un confinement latéral variable (cf. tableau 3). Celui-ci contrôle la répartition de la déformation entre épaissement et extrusion latérale et en ce sens, a le même effet que les forces gravitaires. Plus le confinement est important, plus l'épaississement sera favorisé.

Le nombre de bords libres (sans frottement) n'a d'influence ni sur la localisation de la déformation, ni sur le style de déformation. Le seul effet de la présence d'un ou deux bords libres est de casser ou non la symétrie de la déformation par rapport à l'axe de compression principal. Lorsque l'expérience a deux bords libres, l'extrusion latérale a lieu de chaque côté et deux réseaux de failles conjuguées symétriques se forment (cf. Figure 54). Ces deux réseaux de failles interfèrent et le fonctionnement de ces deux systèmes n'est plus équivalent à cause de la non-linéarité associée aux grandes déformations (Sornette et al., 1993). En général, un des réseaux accumule un peu plus de déformation et aura tendance à développer une bande de cisaillement un peu plus étroite. Ainsi dans l'expérience M9 (cf. Figure 54 et Figure 46,  $\Gamma=1.97$ ), les décrochements NE-SW sont un peu plus resserrés que ceux

orientés NW-SE. Des conditions aux limites asymétriques (présence d'un seul bord libre) auront tendance à « simplifier » le mécanisme de déformation.

#### Indentation versus compression uni-axiale

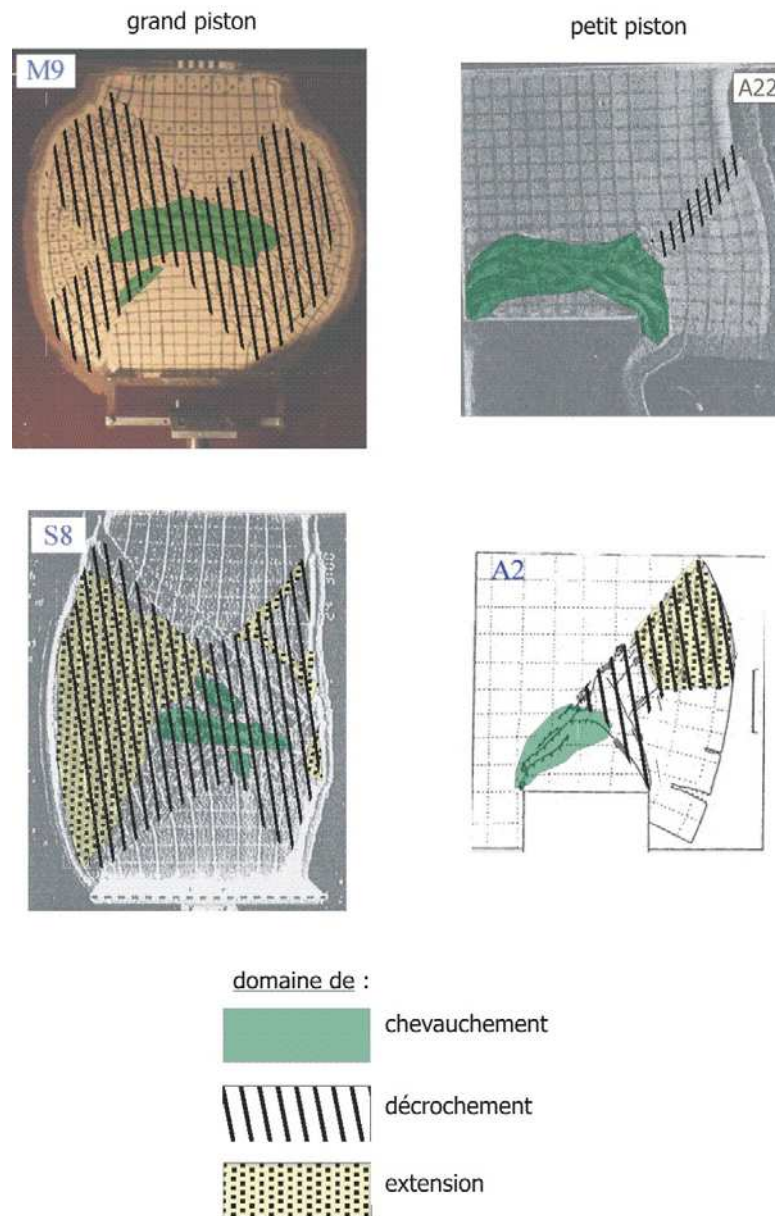


Figure 54 : Rôles du nombre de bords libres et de la largeur du piston sur la répartition des modes de déformation. M9 : deux bords libres, grand piston, régime décrochant ; A22 : un bord libre, petit piston, régime décrochant ; S8 : deux bords libres, grand piston, régime transtensif ; A2 : un bord libre, petit piston, régime transtensif.

La largeur du piston influence plus particulièrement la distribution spatiale des modes de déformation. La Figure 54 présente la répartition des modes de déformation pour des expériences possédant un nombre de bords libres et une longueur de piston variables. Quelles que soient les conditions aux limites, des zones d'ombre non déformées se trouvent généralement à l'avant du piston.

Ces « triangles morts » sont induits par le frottement des couches de sable et de silicone contre le piston et la bordure. Ces zones, de forme triangulaire, sont d'autant plus grandes que le piston est grand. Dans certaines expériences (A18 à A26, cf. tableaux 1 et 3), la prolongation du « continent » au front du piston permet de simuler une indentation avec un piston déformable. Dans ce cas, la rigidité plus faible du poinçon réduit la taille de la zone d'ombre. Dans le cas de pistons rigides, lorsque celui-ci est grand (de la taille de la largeur de l'expérience), les structures compressives sont repoussées au centre de l'expérience entre les deux zones d'ombre (cf. Figure 54, M9 et S8). Au contraire, pour de petits pistons (indentation de l'expérience), la zone d'ombre est généralement plus petite et les structures compressives sont alors localisées directement autour du piston (cf. Figure 54, A22 et A2).

Cette différence entre petits et grands pistons conduit alors à une organisation spatiale différente des modes de déformations. Ainsi, pour de petits pistons, les modes de déformation tendent à être bien individualisés. La zone compressive liée à l'indentation est localisée autour du piston. Plus en avant se trouve la zone des décrochements et en périphérie, si les forces gravitaires le permettent, se met en place la zone extensive (cf. Figure 54, A2). Cette distribution spatiale des différents modes de déformations provient d'un champ de déformation hétérogène, lié à un champ de déplacement hétérogène aux bornes du système. En effet, les bordures du poinçon, à l'intérieur de l'expérience, imposent des discontinuités de déplacement sur lesquelles vont s'initier les chevauchements et les décrochements. De plus, la présence d'un piston étroit favorise les rotations du milieu de part et d'autre ; celles-ci vont accentuer l'hétérogénéité du champ des déplacements. Lorsque le piston est aussi large que la largeur de l'expérience, le champ de déplacement imposé est beaucoup plus homogène et l'initiation des décrochements n'est pas forcément positionnée au niveau des bords du piston. Les structures compressives sont repoussées au centre de l'expérience (à cause de zones d'ombre plus grandes) et elles tendent à se superposer avec les autres structures décrochantes et extensives. Dans le cas d'une compression uni-axiale (M9 et S8, cf. Figure 54), les différents modes de déformation ont donc tendance à être imbriqués. Une certaine zonation des déformations est quand-même conservée dans la mesure où la zone de chevauchements a tendance à se trouver au centre et la zone extensive autour, en périphérie.

### 3. Bilan

Différents styles de déformation ont été observés en faisant varier la rhéologie (épaisseur des couches, viscosités et densités des matériaux) et les conditions aux limites (vitesse de compression, taille du piston...) d'expériences analogiques à l'échelle lithosphérique, soumises à un contexte décrochant (type collision continentale).

La compilation de plusieurs dizaines d'expériences a montré que deux paramètres sans dimension étaient pertinents pour décrire et prédire les styles de déformation observés ; il s'agit du paramètre fragile/ductile  $\Gamma$  et du nombre d'Argand,  $Ar$ . La prise en compte des conditions aux limites du système est également nécessaire pour comprendre l'organisation des déformations observées.

L'association de ces deux paramètres discriminants  $Ar$  et  $\Gamma$  permet de définir différentes zones de comportement. Le nombre d'Argand  $Ar$  quantifie le rôle des forces gravitaires, en prenant en compte les caractéristiques physiques suivantes : épaisseurs et densités des couches fragiles et ductiles,

viscosités des couches ductiles, taux de déformation, densité du miel simulant l'asthénosphère. Ce paramètre  $Ar$  (légèrement influencé par la valeur de  $\Gamma$ ) définit les modes de déformation, contrôlant la proportion relative de structures compressives, décrochantes et extensives en fin d'expérience. Plus  $Ar$  est grand (respectivement faible), plus les structures extensives (respectivement compressives) sont prédominantes. Le passage d'un mode dominant à l'autre se fait de manière continue sans saut dans la nature du mode de déformation. Ces transitions continues sont également attestées par l'étude de l'ordre d'apparition des structures en fonction du raccourcissement. Les conditions aux limites et en particulier le rapport entre largeur du poinçon et largeur de l'expérience interviennent sur la distribution spatiale des modes de déformation. L'organisation spatiale des modes de déformation est à relier à la présence d'un gradient de déplacement plus ou moins fort dans les expériences, favorisant ou non les rotations du milieu. Dans le cas d'un poinçonnement (largeur du piston inférieure à la largeur de l'expérience, fort gradient de déplacement à l'intérieur de l'expérience), les différents modes de déformation sont plus ou moins individualisés dans l'espace. Au contraire, quand le piston est aussi large que l'expérience, le champ de déplacement est beaucoup plus homogène et les modes de déformation ont tendance à se chevaucher.

Le paramètre fragile/ductile  $\Gamma$  caractérise l'influence du couplage fragile/ductile ; il fait intervenir l'épaisseur et la densité des couches fragiles, la viscosité de la couche ductile et la vitesse de compression. Il contrôle le degré de localisation de la déformation. La croissance des réseaux de failles (densité et longueur des failles) est ainsi liée au couplage fragile/ductile. La transition de la zone non-localisante à localisante semble se faire de manière continue autour d'une valeur de  $\Gamma$  de 0.5. Cependant, cette transition est fortement dépendante du dimensionnement de l'expérience et en particulier des effets de taille finie. Ainsi, si la taille de l'expérience est faible par rapport à sa longueur caractéristique (épaisseur), la transition est beaucoup moins nette. Dans ce cas, en terme de répartition spatiale des déformations, un pourcentage important de la surface sera affecté par la déformation quelle que soit la valeur de  $\Gamma$ . Dans le cas contraire, pour des tailles d'expérience plus grandes, la transition est beaucoup plus nette et la déformation localisante se concentre sur un pourcentage de la surface beaucoup plus faible, laissant de larges zones non déformées.

La présence d'hétérogénéités préexistantes (failles, par exemple) influence le positionnement des failles mais n'affecte pas le style global de la déformation (mode et degré de localisation).

La description des expériences tricouches montre que celles-ci s'insèrent dans le graphe  $\Gamma$ - $Ar$  défini par les bicouches. Cependant lorsque les viscosités des deux couches de silicone sont différentes, la morphologie du réseau de failles sera légèrement affectée. La localisation liée au couplage des deux couches supérieures est atténuée par la présence de la troisième couche plus visqueuse. Dans la lithosphère continentale, de nombreux couplages pourraient être envisagés dans la mesure où des niveaux de viscosité très différents existent et dans l'hypothèse où le manteau fragile est très résistant. Dans cette hypothèse, la réalisation de modèles quadri-couches apporterait des compléments d'information.



## **CHAPITRE III**

### **Processus de localisation de la déformation**





### III. PROCESSUS DE LOCALISATION DE LA DEFORMATION

#### 1. Objectif

L'observation des expériences sable/silicone/miel en contexte de collision a montré que des réseaux de failles plus ou moins denses pouvaient se former dans la couche de sable, en fonction de la résistance relative des différents niveaux fragiles ou ductiles. La formation des réseaux de failles découle de la capacité du sable à localiser la déformation le long de bandes de cisaillement très fines. Ces zones de cisaillement présentent une organisation spatiale proche de celle des zones de failles naturelles et partagent avec elles, les mêmes propriétés statistiques (organisation fractale, distributions des longueurs en loi de puissance ; synthèse de Bonnet et al., 2001), d'où l'intérêt plus particulier à les étudier.

Du fait des conditions aux limites utilisées, la localisation invoquée dans cette étude correspond à une localisation mécanique et non géométrique de la déformation. Elle est associée à un adoucissement mécanique du milieu et se traduit ainsi par l'apparition dans un champ de déformation homogène d'une ou plusieurs bandes étroites, dans lesquelles la déformation va se concentrer. Ces bandes vont délimiter des zones ou blocs peu déformés.

Le phénomène de localisation de la déformation a été décrit selon deux approches (cf. Chapitre I). L'approche géomécanique consiste à analyser macroscopiquement le phénomène, en faisant le lien entre la déformation et une loi de comportement. Dans ce cas, l'apparition des bandes de cisaillement est interprétée comme une perte de l'unicité de la solution du problème mécanique. Cette apparition d'un mode à deux déformations (dans la bande et hors de la bande), liée à une loi de comportement non-linéaire, a conduit aux théories de la bifurcation (Chambon et al., 1994). L'approche des physiciens consiste à analyser le comportement macroscopique de micro-systèmes pouvant changer d'état (fracturé ou non) et pouvant interagir spatialement. Ces études sont reliées à celles de la thermodynamique statistique, qui vise à définir des variables macroscopiques (dites thermodynamiques) en fonction des états des micro-systèmes. L'analyse des corrélations spatiales entre les micro-systèmes a été plus particulièrement mise en avant par les études des transitions de phases.

Un des débats sur la fracturation consiste à déterminer si la fracturation d'échelle macroscopique fait intervenir des corrélations spatiales finies ou infinies (à la taille du système près) entre les failles. Dans le premier cas, la rupture finale est due à une instabilité qui a atteint une taille suffisante pour se propager de manière catastrophique (Rudnicki et Rice, 1975 ; Zapperi et al., 1997 ; Rundle et al., 1999). Dans le second cas, la rupture macroscopique émerge après une phase de ruptures distribuées, dont les caractéristiques statistiques montrent des corrélations spatiales qui deviennent de plus en plus grandes pour atteindre la taille du système (Garcimartin et al., 1997 ; Guarino et al., 1998 ; modèles de percolation : Hermann et Roux, 1990).

Si la compréhension de la participation des failles à la localisation à grande échelle est un problème classique, celui-ci n'en demeure pas moins d'actualité dans l'étude de la lithosphère. En effet, la coexistence de micro-mécanismes de déformation contrastés (de la fracturation de solides fragiles au

fluage de fluides ductiles non-newtoniens), le rôle de la gravité et le processus de transfert de chaleur compliquent fortement l'étude et laissent la question du comportement à grande échelle ouverte.

L'objectif de ce chapitre est donc de comprendre la mise en place de la localisation d'un point de vue temporel comme spatial dans des milieux fragiles/ductiles considérés comme analogues de la lithosphère continentale. Il s'agit également de mettre en évidence le rôle de la rhéologie sur le processus de localisation à grande échelle et de définir les relations qui existent entre localisation à petite échelle (failles) et localisation à grande échelle.

Pour cela, plusieurs expériences ont été étudiées. Leurs déformations visibles (apparition des failles, densité des réseaux,...) sont décrites dans un premier temps puis leurs champs de déformation sont analysés en détail. Les analyses reposent sur la mesure de la déformation moyenne incrémentale du système en fonction de l'échelle d'observation et en fonction du temps ou du raccourcissement. Deux méthodes de calcul ont été choisies : la méthode dite « concentrique » et la méthode dite « sans recouvrement ». Ces méthodes ont été appliquées à toutes les expériences, mais seront présentées pour exemple sur une seule expérience. Les résultats pour l'ensemble des expériences choisies sont donnés et commentés en fonction de la rhéologie du milieu. Le rôle du couplage fragile/ductile sur la vitesse de localisation et sur les lois d'échelles résultant de la localisation est en particulier mis en avant. Enfin, l'influence des forces gravitaires sur la localisation de la déformation est décrite au travers de l'analyse de deux expériences.

## **2. Présentation détaillée des expériences choisies**

### **2.1. Caractéristiques générales**

Sept expériences ont été choisies pour cette étude. Elles sont toutes réalisées en compression uni-axiale (piston faisant toute la largeur de l'expérience) et présentent un nombre d'Argand identique ou presque (valeur autour de 1). Le nombre d'Argand  $Ar$  quantifie l'effet des forces gravitaires (cf. Chapitre II) et est principalement responsable de l'expression des différents modes de déformation (compression, décrochement et extension). En compression uni-axiale, un nombre d'Argand proche de 1 signifie que le régime décrochant est dominant (cf. Figure 42 ; Chapitre II). Les expériences se distinguent uniquement par un couplage fragile/ductile différent. Celui-ci est caractérisé par le paramètre  $\Gamma$ , qui prend en compte les différents paramètres des expériences (épaisseur et densité des couches de sable et de silicone, viscosité des couches de silicone, longueur de l'expérience, vitesse de compression). Les sept expériences ont été choisies avec un paramètre fragile/ductile supérieur ou égal à 0.5 ; valeur qui a été définie comme étant la limite entre expérience localisante et non localisante. La description détaillée des expériences (épaisseur des couches, viscosités, densités...) se trouve dans les tableaux 1 et 2 du chapitre II et dans l'annexe 1.

Expérience	Ar	$\Gamma$	L (m)	V (cm/h)	Apparition des premières failles (en % de raccourcissement)	Localisation de la déformation - Morphologie du réseau de failles
16	0.87	6.1	0.6	1	3.7	Réseau très peu dense composé de grandes failles
10	0.80	4.6	0.9	2	4.3	Réseau très peu dense composé de grandes failles
9	0.75	2.0	0.9	4	6.5	Réseau peu dense
15	1.06	1.6	0.9	3	5.7	Réseau dense
12	1.28	1.2	0.9	5	7-8	Réseau très dense composé de petites failles
13	1.25	1.0	0.6	5	entre 7 et 9	Réseau très dense composé de petites failles
14	1.36	0.5	0.6	10	ne peut être observée	Pas de réseau net Quelques failles sont plus marquées en fin d'expérience ; elles sont distribuées sur l'ensemble de la surface

Tableau 5 : Caractéristiques générales des expériences choisies : Ar : nombre d'Argand,  $\Gamma$  : paramètre fragile/ductile, L : longueur initiale de l'expérience, V : vitesse de compression. Toutes les expériences appartiennent à la série M du tableau 2 (Chapitre II).

Le Tableau 5 présente les caractéristiques générales des expériences choisies, la valeur du raccourcissement lorsque les premières failles apparaissent, ainsi que la morphologie du réseau de failles en fin d'expérience (c'est-à-dire entre 20 et 30% de raccourcissement). Les premières failles apparaissent généralement entre 4 et 9% de raccourcissement. Cependant plus le rapport fragile-ductile est faible, plus elles semblent apparaître tardivement. Ceci est probablement dû au fait que la diminution de la valeur de  $\Gamma$  s'accompagne d'une densification du réseau mais également d'une diminution de la longueur des failles. Il est donc plus difficile de distinguer les failles à la surface du sable ; ce qui pourrait expliquer cette « apparition » plus tardive. Dans le cas de l'expérience 14, même en fin d'expérience, il est difficile de distinguer un réseau de failles. Cette expérience se situe à la limite entre déformation localisée et non localisée.

## 2.2. Données disponibles (champs de déplacement et de déformation)

Pour chaque expérience, des photos ont été prises à intervalle de temps régulier. Le champ de déplacement est par la suite calculé pour un incrément de raccourcissement donné, par corrélation d'images à l'aide du logiciel commercial ARAMIS produit par l'entreprise Gom. Il permet de suivre, grâce aux contrastes noir/blanc des marqueurs sur le sable, le déplacement d'assemblages de pixels. La taille de la plus petite zone, sur laquelle le déplacement est calculé, et le nombre de points de mesures sont définis par l'utilisateur. En général, la plus petite taille de la zone, sur laquelle est calculé le déplacement, correspond à la taille de la zone sans marqueur la plus grande de l'expérience. L'utilisation de grains de charbon (granulométrie 500-700  $\mu\text{m}$ ) constitue une originalité de cette étude dans la mesure où elle permet d'améliorer la résolution par rapport aux études précédentes. Le côté de

la zone carrée de calcul varie entre 7 et 18 mm, et le nombre de points par cm<sup>2</sup> varie entre 1 et 6. Les tailles des zones de calcul du déplacement ainsi que la distance entre les points de mesures sont données dans le Tableau 6. La résolution donnée par Aramis sur le calcul des déplacements est inférieure à 0.03 pixel.

Les champs de déformation incrémentaux sont ensuite calculés à partir de ces champs de déplacement. La déformation calculée correspond à la déformation équivalente du tenseur des déformations 2D ou 3D. Les déplacements sont donnés en 2D ; le tenseur de déformations  $\underline{\underline{\varepsilon}}$  sera donc 2D. La déformation équivalente du tenseur des déformations vaut en 2D :

$$I_{eq} = \sqrt{\frac{1}{3} [(\varepsilon_{xx} - \varepsilon_{yy})^2 + 4\varepsilon_{xy}^2]} \quad (3-1)$$

Cependant, on observe généralement des variations de surface que l'on peut raisonnablement associer à des variations d'épaisseur des couches au cours de la déformation. La troisième dimension peut alors être prise en compte si l'on considère que le volume se conserve au cours de la déformation. Dans ce cas, la déformation équivalente vaut (cf. équation 3-2), en supposant que  $\varepsilon_{xz}$  et  $\varepsilon_{yz}$  sont nulles :

$$I_{eq} = \sqrt{\frac{1}{3} [(\varepsilon_{xx} - \varepsilon_{yy})^2 + (\varepsilon_{yy} - \varepsilon_{zz})^2 + (\varepsilon_{zz} - \varepsilon_{xx})^2 + 6\varepsilon_{xy}^2]} \quad \text{avec} \quad \varepsilon_{zz} = \frac{1}{\varepsilon_{xx}\varepsilon_{yy} - \varepsilon_{xy}^2} \quad (3-2)$$

Le détail des calculs de la déformation en 2D ou en 3D est donné dans l'annexe 2. Le calcul de la déformation en 2D ou en 3D a peu d'influence sur la répartition temporelle ou spatiale des zones de faibles et de fortes déformations dans l'expérience. Les figures représentant la déformation correspondent ainsi à une représentation 2D de la déformation ( $I_{eq}^{2D} \cdot \sqrt{3}$ ). Par contre, les calculs présentés ci-après utilisent la valeur de la déformation équivalente du tenseur 3D des déformations, qui intègre en partie les variations d'épaisseur des expériences.

A partir des champs de déplacement peuvent également être calculés à l'intérieur des expériences : la rotation, la déformation cisailante maximale, les valeurs des déformations principales et leurs orientations, les variations de surfaces permettant de localiser les zones en compression et en extension. Dans cette partie, seules les déformations équivalentes ont été analysées en détail.

Le Tableau 6 donne pour chaque expérience ses caractéristiques principales, le nombre de minutes entre chaque prise photographique, la correspondance pixel-mm, la taille de la zone de calcul du déplacement ainsi que la distance de deux points de mesures dans ARAMIS et enfin, les incréments de raccourcissement considérés pour le calcul de la déformation. De manière générale, les déplacements sont calculés pour la plus petite zone acceptable, et la déformation est calculée pour un incrément d'environ 0.5%, 2% et parfois 1% de raccourcissement.

Exp.	$\Gamma$	Ar	L (m)	V (cm/h)	Nbre de min entre chaque photo	Correspondance 1 pixel = x mm	F (pixels)	d (pixels)	Incrément de déformation	
									nbre de photos	(% racc.)
<b>16</b>	6.1	0.87	0.6	1	3	0.41667 mm	17	9	6	0.41667
							17	9	25	2.0
<b>10</b>	4.6	0.80	0.9	2	3	0.769 mm	15	8	5	0.44
							15	8	20	2.09
<b>9</b>	2.0	0.75	0.9	4	2	0.9524 mm	19	9	5	0.5926
							31	15	5	0.5926
							19	9	14	1.926
<b>15</b>	1.6	1.06	0.9	3	2	0.69 mm	13	7	5	0.4444
							15	8	18	1.8889
							13	7	11	1.111
<b>12</b>	1.2	1.28	0.9	5	1	0.8 mm	13	7	5	0.3704
							17	8	21	1.8518
							13	7	11	0.926
<b>13</b>	1.0	1.25	0.6	5	1	0.5 mm	13	7	5	0.555
<b>14</b>	0.5	1.36	0.6	10	1	0.465 mm	13	7	3	0.5556
							13	7	8	1.9446

Tableau 6 : Données de déplacements et de déformations disponibles pour chaque expérience. De gauche à droite sont donnés : le paramètre fragile/ductile  $\Gamma$ , le nombre d'Argand Ar, la longueur initiale de l'expérience L, la vitesse de compression V, l'incrément de temps entre chaque photo (en minute), ce que représente un pixel de la photo en mm, la taille F de la zone sur laquelle est calculé le déplacement, la distance d entre deux points de mesure, l'incrément de déformation (ou de raccourcissement) en nombre de photos et en pourcentage de raccourcissement.

Les expériences choisies sont, par la suite, décrites plus en détail, à partir des photos et des champs de déformations calculés, en allant de l'expérience la plus localisante à la moins localisante. Pour décrire les illustrations, les quatre points cardinaux sont utilisés ; le nord pointe vers le haut de la page.

### 2.3. Expérience 16 ( $\Gamma=6.1$ )

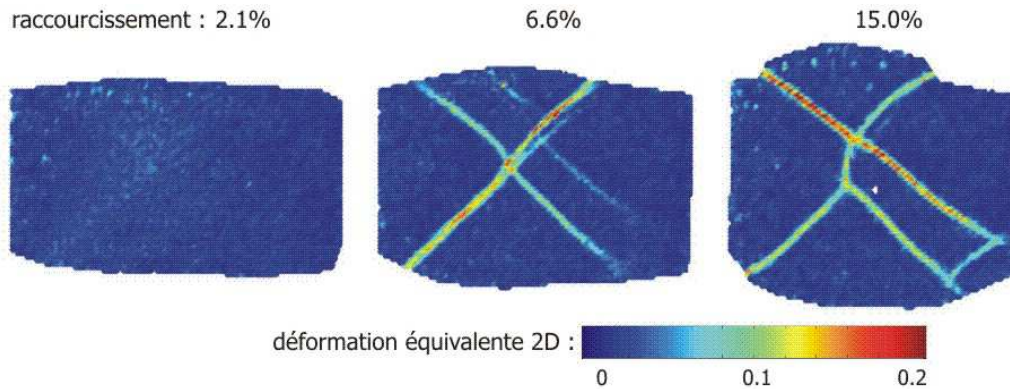


Figure 55 : Evolution de la déformation équivalente 2D à 2.1%, 6.6% et 15% de raccourcissement.

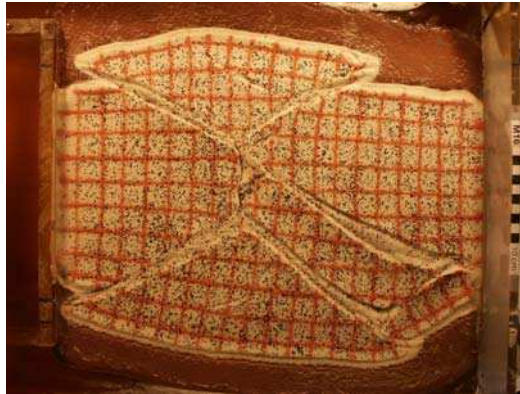


Figure 56 : « Expérience 16 » à 22% de raccourcissement.

La Figure 55 présente l'évolution de la déformation (déformation équivalente 2D calculée sur un incrément de 0.42% de raccourcissement) dans l'expérience 16 pour trois stades de raccourcissement : 2.1%, 6.6% et 15%.

A 2.1% de raccourcissement, la déformation commence à se localiser, au centre de l'expérience. A 3% de raccourcissement, une première « bande de cisaillement » traverse l'expérience de part en part, la localisation a déjà eu lieu. La première faille n'est visible qu'à 3.7%. Cette faille, qui peut sembler continue lorsque l'on observe les déformations, est en fait composée de plusieurs segments (au moins 5) en échelons. Des failles conjuguées commencent également à être visibles. Cependant, jusque vers 4.6% de raccourcissement, la déformation est majoritairement accumulée par la première bande de déformation. Les segments en échelons se connectent d'ailleurs rapidement pour permettre une déformation continue le long de la bande. Un seul segment conserve son activité en parallèle de la faille principale ; il est encore visible à 6.6% de raccourcissement en parallèle de la faille NE-SW (cf. Figure 55, image centrale). A partir de 4.6% de raccourcissement, la première faille conjuguée commence à croître. A 6.6% de raccourcissement (cf. Figure 55), les deux segments NW-SE qui

forment cette faille conjuguée n'ont pas encore connecté les bords de l'expérience (bord sud en particulier) ; la connexion aura lieu à 7.5% de raccourcissement. A 7.5%, les failles conjuguées encore actives à 6.6% (cf. triangle extrudé haut, Figure 55), ne le sont plus. Les autres failles conjuguées continuent d'accumuler la déformation. A partir du moment où la première faille conjuguée a atteint les bords du système (7.5% de raccourcissement), les failles NE-SW et NW-SE accumulent autant de déformation. La première faille NE-SW décale progressivement les deux segments de la première faille conjuguée. Vers 15% de raccourcissement (cf. Figure 55, droite) la migration des segments est terminée et le segment supérieur est rentré en continuité avec le segment inférieur de l'autre faille conjuguée. L'accumulation de la déformation devient alors beaucoup plus forte sur cette bande NW-SE que sur les autres failles (cf. Figure 55 à 15% : la déformation est deux fois plus forte sur la structure NW-SE que sur la première faille NE-SW). Son orientation est probablement plus favorable que celle de la première faille, qui présente des segments courbes, peu propices à des déplacements homogènes. Cette configuration est conservée jusqu'à la fin de l'expérience (22% de raccourcissement). On peut juste noter la fracturation du coin SE (cf. Figure 55, 15%), due à la rencontre de la faille conjuguée principale avec le bord rigide de la boîte. Sur la Figure 56, le triangle extrudé inférieur présente une fracture de petite dimension, visible à partir de 7.5% de raccourcissement sur les photos. Ce segment n'apparaît pas ou très furtivement sur les images de la déformation ; il semblerait que cette faille soit liée à l'organisation de la déformation pré-localisation, qui montrait l'existence d'une bande de déformation parallèle à la première (NE-SW) mais qui n'a pas de donné de faille majeure par la suite.

L'expérience 16 présente après 20 % de raccourcissement un réseau très peu dense constitué de grandes failles (cf. Figure 56). De l'extension est clairement associée à ces grands décrochements.



## 2.4. Expérience 10 ( $\Gamma=4.6$ )

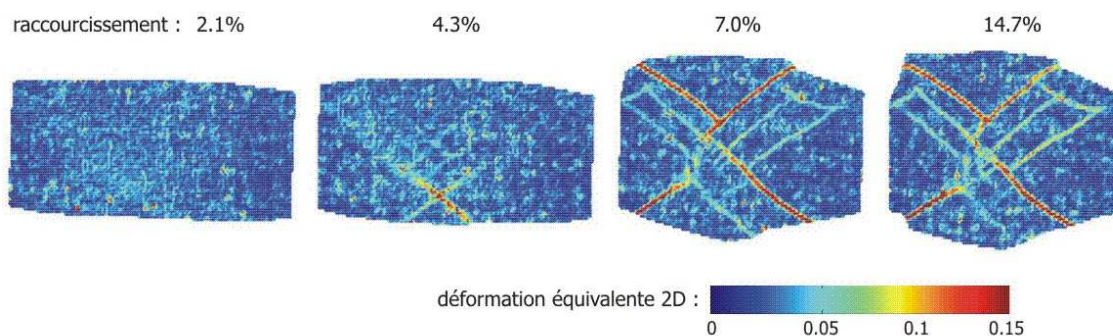


Figure 57 : Evolution de la déformation équivalente 2D à 2.1%, 4.3%, 7.0% et 14.7% de raccourcissement

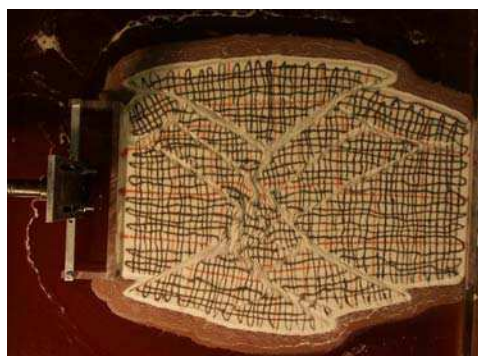


Figure 58 : « Expérience 10 » à 22% de raccourcissement

La Figure 57 présente l'évolution de la déformation équivalente 2D de l'expérience 10 à 2.1%, 4.3%, 7% et 14.7% de raccourcissement. L'incrément de raccourcissement est de 0.44%.

A 2.1%, la déformation est répartie de façon plus ou moins homogène dans l'expérience. Dès 3.2% de raccourcissement, la déformation commence à se localiser dans le modèle bien qu'aucune faille ne soit encore visible à la surface du modèle. Les failles apparaissent pour un raccourcissement de 4.3 % et se mettent en place là où la déformation dépasse la valeur de 0.1 (cf. Figure 57 ; 4.3%). Une fois les failles apparues, celles-ci se propagent rapidement pour atteindre les bords du modèle. Les failles définissent des blocs rigides qui peuvent tourner en associant de l'extension aux décrochements. La formation de ces zones extensives est favorisée par la remontée de silicone moins dense. De même, cette dernière est favorisée lorsque les failles décrochantes sont actives. Les premières failles, qui apparaissent et se propagent très rapidement, sont généralement le résultat de coalescence entre différents segments. Entre 6% et 12.5%, les failles du quart NE de l'expérience se propagent « lentement » par croissance de leurs extrémités, sans déformation particulièrement importante. A partir de 7% (cf. Figure 57, 7%), quatre failles (2 NW-SE et 2 NE-SW) absorbent pratiquement toute la déformation. Entre 14.7% et 17.5% de raccourcissement, les trois failles parallèles du quart NE rentrent en compétition. En effet, à cause de l'avancée du piston, il y a un transfert de déformation sur

les deux failles parallèles au segment principal orienté NW-SE (haut de la figure). En même temps, les blocs (formés par les failles du quart NE) se fracturent. Ces fractures se forment sans déformation apparente et semblent plus liées à la rotation des blocs. En effet, à 18.6% de raccourcissement, la rotation est plus importante à l'endroit où se mettent en place ces failles (dans le prolongement de la faille supérieure NW-SE ; cf. Figure 58). Le transfert de déformation sur les failles adjacentes se poursuit jusqu'à la fin de l'expérience. Ainsi à 22% de raccourcissement (cf. Figure 58), la déformation est beaucoup plus distribuée qu'à 14.7%. Entre 17.5% et 22% de raccourcissement, les failles du triangle extrudé du bas (cf. Figure 58) sont encore associées à de la rotation mais n'accumulent plus ou très peu de déformation.

Concernant la « délocalisation » observée en fin d'expérience, elle semble due à la conservation d'une bande unique de cisaillement rejoignant les deux bords de l'expérience. Cette bande essaie de trouver son chemin entre la faille du quart SW et les trois autres failles du quart NE. Cela commence dès 8.1% de raccourcissement mais devient réellement actif dès que les failles ont fini de croître (fin de la croissance des deux failles entre 10.9% et 12.5%). Ce balayage de la déformation comme de la rotation dans la partie centrale a lieu en même temps que la formation des fractures qui vont recouper les deux blocs situés entre les trois failles du quart NE.

Après 22% de raccourcissement, l'expérience 10 présente un réseau de failles peu dense constitué de grandes failles (cf. Figure 58). De l'extension est également associée à ces failles

## 2.5. Expérience 9 ( $\Gamma=2.0$ )

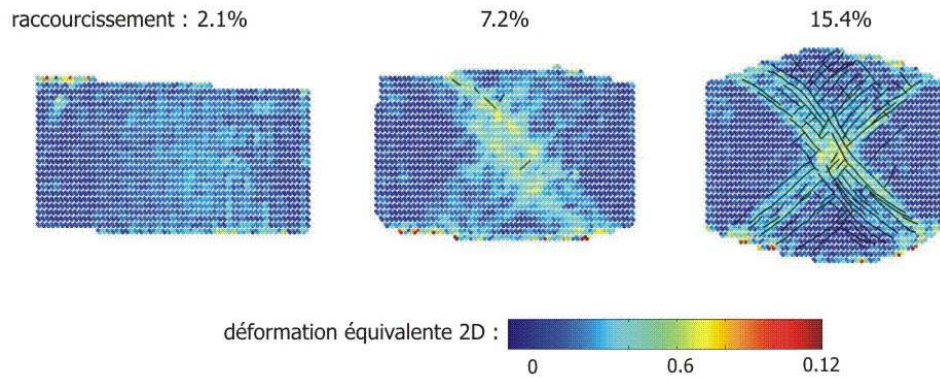


Figure 59 : Evolution de la déformation équivalente 2D à 2.1%, 7.2% et 15.4% de raccourcissement. Les traits noirs mettent en évidence le réseau de failles.

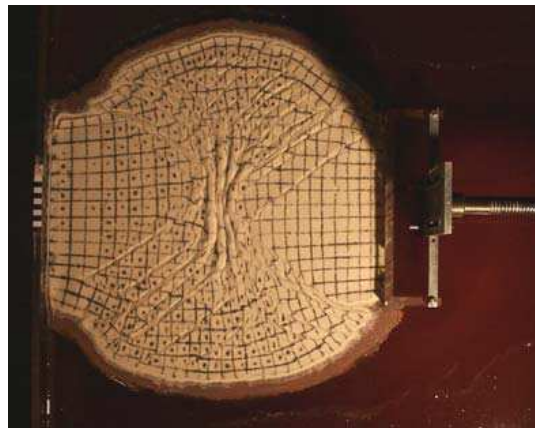


Figure 60 : « Expérience 9 » à 30% de raccourcissement.

La figure 5 présente l'évolution de la déformation équivalente 2D de l'expérience 9 pour un incrément de raccourcissement de 0.6%. Trois stades sont représentés de gauche à droite : 2.1%, 7.2% et 15.4% de raccourcissement.

A 2.1% de raccourcissement, la déformation est répartie de façon plus ou moins homogène dans le système. Seules des zones non déformées (« triangles morts » ou « zones d'ombres ») à l'avant du piston et contre le bord rigide opposé peuvent être remarquées. La localisation de la déformation commence, dès 3.3% de raccourcissement, au centre de l'expérience. A 6.6% de raccourcissement, la première faille visible apparaît. La bande NW-SE accumule majoritairement la déformation (cf. Figure 59 ; 7.2% de raccourcissement). Les premières failles se forment par coalescence de plus petits segments. Malgré la prédominance de la bande NW-SE, des failles se forment dans les deux directions. Cependant, les failles orientées NW-SE croissent plus rapidement. Entre 10.2% et 12.4% de raccourcissement, de nombreuses failles NE-SW se créent (surtout vers le haut), concentrant la déformation. Vers 14.7% de raccourcissement, on peut estimer qu'il y a connexion de part en part des bandes NW-SE et NE-SW aux bords du système. Comme dans les expériences plus localisantes, la

déformation tend à se localiser le long de deux bandes fines NW-SE et NE-SW. La déformation abandonne alors les failles situées dans les deux triangles extrudés. Des zones de rotation sont par contre encore visibles ; leur présence pourrait expliquer la formation des nouvelles failles dans ces zones. Mais de manière générale, l'expérience présente une constante localisation de la déformation, sauf peut-être vers la fin avec la création de failles dans les triangles morts.

Au final (30% de raccourcissement), l'expérience 9 présente un réseau de failles assez dense (cf. Figure 60). Les failles formées sont assez grandes (rejoignent le centre de l'expérience aux bords) ; mais des failles de longueur plus faible sont également visibles dans les zones extrudées.

## 2.6. Expérience 15 ( $\Gamma=1.6$ )

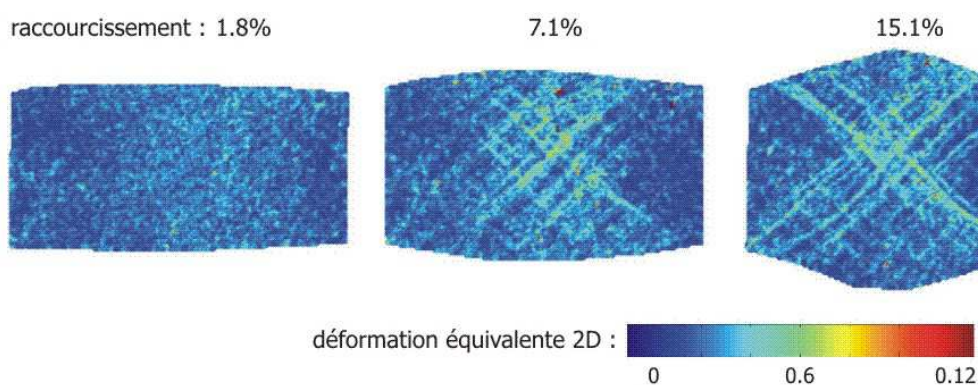


Figure 61 : Evolution de la déformation équivalente 2D à 1.8%, 7.1% et 15.1% de raccourcissement.

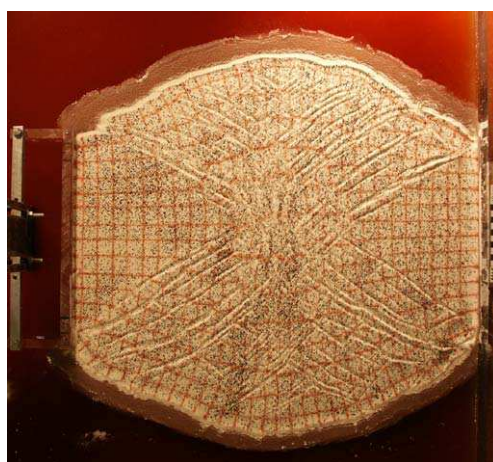


Figure 62 : Vue de dessus de « l'expérience 15 » à 25% de raccourcissement.

La Figure 61 présente l'évolution de la déformation équivalente 2D de l'expérience 15 pour un incrément de raccourcissement de 0.44%. Trois étapes sont représentées : 1.8%, 7.1% et 15.1% de raccourcissement.

A 1.8% de raccourcissement, la déformation est répartie de façon homogène à la surface de l'expérience (mises à part les zones d'ombres en avant du piston et contre la bordure rigide). Dès 4.4% de raccourcissement apparaît un début de localisation de la déformation au centre de l'expérience. Au départ, des bandes de déformation plutôt continues dans la direction NE-SW (cf. Figure 61, 7.1%) sont observées alors qu'à partir de 18.9% de raccourcissement, ce sont les failles NW-SE qui prennent le dessus (comme le laisse penser la Figure 61 à 15.1%). Les premières failles visibles apparaissent vers 5.7% de raccourcissement. Un réseau assez dense se constitue dès le départ. La déformation se localise progressivement sur des failles de plus en plus longues au détriment des petites fractures présentes dans les triangles extrudés. L'abandon progressif par la déformation des triangles extrudés commence dès 15 % de raccourcissement. L'étape 15.1% de la Figure 61 montre que le triangle extrudé inférieur accumule beaucoup moins de déformation qu'au stade 7.1%. Les grandes structures continues, rejoignant les bords du système, de la Figure 61 à 15.1% de raccourcissement sont en fait un assemblage de segments, comme le montre la Figure 62.

En fin d'expérience, le réseau de failles est dense constitué de failles de taille moyenne (une dizaine de centimètres pour les plus grandes) (cf. Figure 62). Par contre, de nombreuses failles sont inactives. La déformation est moins localisée que pour les expériences à plus fort  $\Gamma$ . De plus, la compétition entre les deux bandes NE-SW et NW-SE est beaucoup plus forte que pour les expériences à fort comportement fragile (c'est-à-dire à fort rapport fragile/ductile). L'apparition de grandes failles est également plus lente que dans les modèles à plus forte valeur de  $\Gamma$ .



## 2.7. Expérience 12 ( $\Gamma=1.2$ )

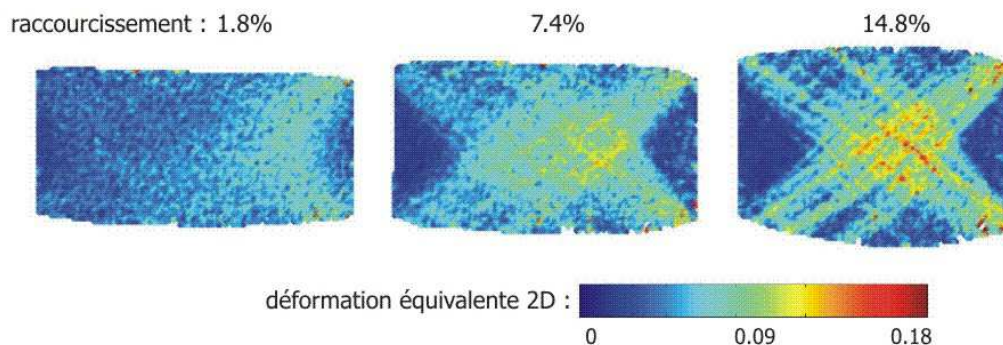


Figure 63 : Evolution de la déformation équivalente 2D à 1.8%, 7.4% et 14.8% de raccourcissement.

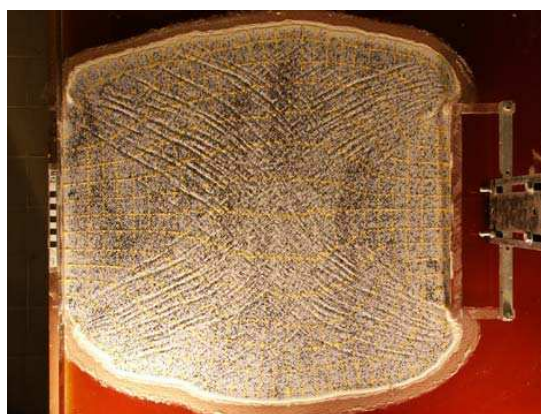


Figure 64 : Vue de dessus de « l'expérience 12 » à 28% de raccourcissement.

La Figure 63 présente l'évolution de la déformation équivalente 2D de l'expérience 12, calculée pour un incrément de raccourcissement de 1.8%. Trois stades sont montrés : 1.8%, 7.4% et 14.8% de raccourcissement.

La déformation commence à se localiser dans le centre de l'expérience dès 3.7%. Vers 7.4% de raccourcissement, des zones plus déformées (déformation autour de 0.1) commencent à être visibles au centre de l'expérience (cf. Figure 63, stade 7.4%). C'est également vers 7.4% de raccourcissement que les premières failles commencent à être visibles. Cependant, il est difficile de certifier la présence ou non d'une faille à ce taux de raccourcissement, car certains alignements des grains de charbon, utilisés comme marqueurs, peuvent se confondre avec la trace de failles. Vers 15% de raccourcissement (cf. Figure 63, stade 14.8%), la déformation est localisée le long de nombreuses bandes qui occupent pratiquement toute la surface de l'expérience à l'exception des deux « zones d'ombre ». Les bandes semblent alors connectées aux bords du système.

La Figure 64 présente l'expérience 12 après 28 % de raccourcissement. Le réseau de failles est très dense. Des failles d'une dizaine de centimètres sont principalement visibles. Il existe cependant entre ces failles une multitude de petits segments. Ces petits segments, accumulant très peu de déformation, vont être très fins et donc difficilement visibles. La localisation de la déformation sur plusieurs bandes au cours du raccourcissement semble nécessiter dans ce cas un raccourcissement beaucoup plus important, par rapport aux expériences ayant un paramètre fragile/ductile plus important et un réseau moins dense. La densité du réseau semble freiner la localisation de la déformation.

## 2.8. Expérience 13 ( $\Gamma=1.0$ )

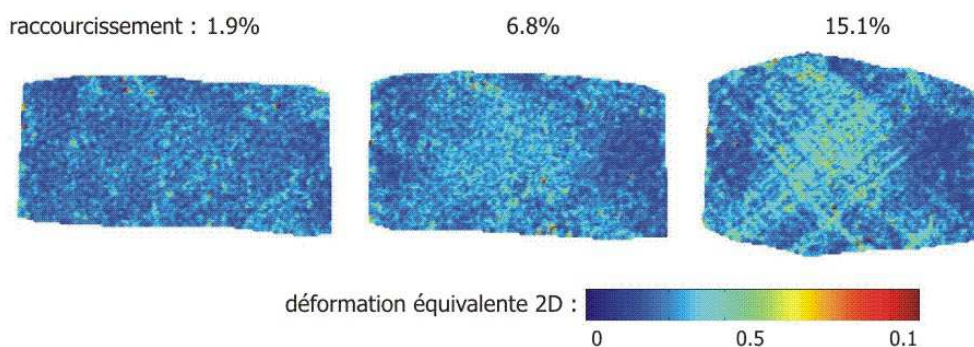


Figure 65 : Evolution de la déformation équivalente 2D à 1.9%, 6.8% et 15.1% de raccourcissement.



Figure 66 : Vue de dessus de « l'expérience 13 » à 30% de raccourcissement.

La Figure 65 présente l'évolution de la déformation équivalente 2D de l'expérience pour différents stades de raccourcissement : 1.9%, 6.8% et 15.1%. La déformation est calculée pour un incrément de 0.55%. L'expérience 13 a un nombre d'Argand ainsi qu'un paramètre fragile/ductile  $\Gamma$  proches de ceux de l'expérience 12 (cf. Tableau 5). L'évolution de la déformation est donc similaire à celle de

l'expérience 12. A 1.9% de raccourcissement, la déformation est répartie de façon homogène à la surface de l'expérience (mise à part au niveau des « zones d'ombre » encore peu visibles à ce stade ; cf. Figure 65). Autour de 6-7% de raccourcissement, la déformation commence à se localiser au centre de l'expérience (cf. stade 6.8% ; Figure 65). Vers 9% de raccourcissement, des bandes accumulant un peu plus de déformation apparaissent dans la zone centrale. L'expérience étant de petite taille, le réseau de failles sera moins net que celui de l'expérience 12, car plus affecté par les effets de taille finie. Cependant, l'observation des photos laisse penser que les premières failles apparaissent entre 7 et 9%. Par la suite, la localisation se poursuit, permettant l'accumulation de la déformation sur quelques failles. Le niveau de déformation reste cependant faible car encore distribué sur de nombreux segments (cf. Figure 65 ; stade 15.1%).

La Figure 66 permet d'observer la densité du réseau de failles en fin d'expérience à 30% de raccourcissement. De la même manière que pour l'expérience 12, il existe de nombreux segments plus petits entre les failles d'environ 5-7 cm visibles sur la photo. Contrairement aux expériences ayant un fort rapport fragile/ductile, le réseau de failles apparaît rapidement très dense.



## 2.9. Expérience 14 ( $\Gamma=0.5$ )

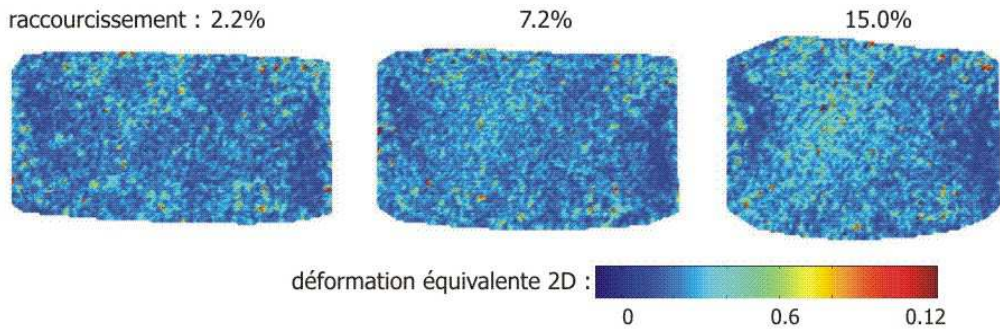


Figure 67 : Evolution de la déformation équivalente 2D à 2.2%, 7.2% et 15.0% de raccourcissement.

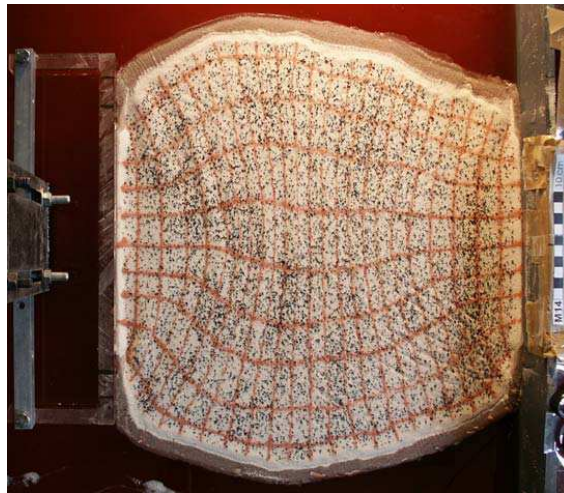


Figure 68 : Vue de dessus de « l'expérience14 » à 30% de raccourcissement (éclairage rasant).

La Figure 67 présente l'évolution de la déformation équivalente en 2D de l'expérience 14 calculée pour un incrément de 0.55% de raccourcissement. Trois stades sont présentés : 2.2%, 7.2% et 15% de raccourcissement. La déformation reste répartie de façon plus ou moins homogène à la surface de l'expérience pendant toute sa compression. En fin d'expérience, en présence d'un éclairage rasant, un réseau de failles très dense apparaît en surface (cf. Figure 68). Ces failles sont peu marquées et sont réparties avec un écartement plus ou moins constant à la surface de l'expérience. L'écartement moyen fait environ 7 mm (de l'ordre de l'épaisseur de la couche de sable). Contrairement aux autres expériences, aucune faille ne semble accumuler plus de déformation que sa voisine ; il n'y a pas de hiérarchisation des failles, même dans leur taille.

## 2.10. Bilan

La localisation de la déformation conduit à la création d'un réseau de failles plus ou moins dense en fonction du paramètre fragile/ductile. C'est l'évolution de cette déformation avant l'apparition des failles qui va structurer le futur réseau. L'analyse de la déformation présente donc un intérêt tout particulier pour comprendre par la suite la formation du réseau de failles.

Dans un premier temps, l'observation des champs de déformation a montré une évolution macroscopique de la déformation commune à toutes les expériences. La Figure 69 présente l'évolution schématique de la déformation avant l'apparition des premières failles. Au début du raccourcissement, la déformation est répartie de façon homogène à l'intérieur de l'expérience. Les zones d'ombre ne sont pas représentées sur ce schéma ; elles existent dans toutes les expériences et restent non déformées tout au long de la compression. L'étape suivante (raccourcissement :  $x+1$ ) consiste en une concentration de la déformation au centre de l'expérience. Cette concentration correspond dans la plupart des cas à une zone diffuse centrale de plus forte déformation. Enfin, à un raccourcissement supérieur ( $x+2$ ), une « condensation » de la déformation a lieu dans cette zone centrale. La déformation se concentre sur des zones plus étroites, formant une sorte de sous-réseau sur lequel les failles vont par la suite pouvoir se former.

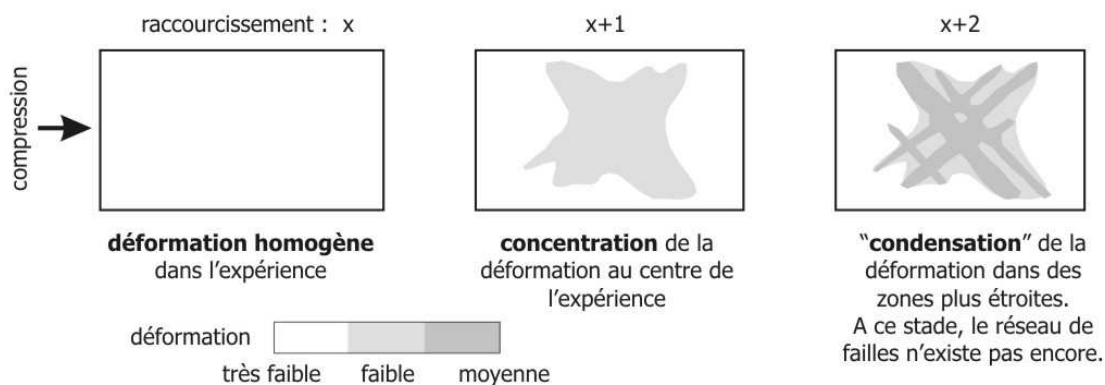


Figure 69 : Evolution schématique de la déformation dans les premiers stades de raccourcissement avant apparition des failles.

Ces trois étapes se retrouvent pour toutes les expériences analysées. Cependant, le raccourcissement nécessaire pour effectuer ces trois étapes ainsi que le sous-réseau final obtenu vont dépendre fortement du couplage fragile/ductile quantifié par le paramètre fragile/ductile  $\Gamma$ . En effet, plus le paramètre fragile/ductile est important, plus la phase de condensation sera obtenue rapidement (c'est-à-dire à plus faible raccourcissement). Ainsi pour l'expérience 16 ( $\Gamma=6.1$ ), 1% de raccourcissement est nécessaire pour arriver à la condensation de la déformation tandis qu'environ 10% de raccourcissement sont nécessaires pour l'expérience 12 ( $\Gamma=1.2$ ). L'expérience 14 ( $\Gamma=0.5$ ) ne semble pas atteindre la phase de condensation et confirme sa position à la limite entre localisation et non-localisation définie par Bonnet (1997). Le sous-réseau de déformation, produit pendant la phase de condensation, est également affecté par la valeur du paramètre fragile-ductile. Plus le paramètre fragile/ductile est important, plus la condensation de la déformation sera localisée. Dans l'expérience

16 ( $\Gamma=6.1$ ), une seule bande où se concentre la déformation apparaît avant fracturation, alors que dans l'expérience 9 ( $\Gamma=2.0$ ), huit bandes peuvent être dénombrées avant l'apparition de la première faille. Enfin, le comportement du réseau de failles sera également orienté par la formation de ce « sous-réseau » de déformation. Dans le cas de sous-réseau de déformation peu dense, le réseau de failles généré reste très peu dense (une ou deux failles, cf. expérience M16). Au cours du raccourcissement de nouvelles grandes failles vont devoir se former pour accommoder la déformation et pallier à la réorientation de certaines failles qui deviennent alors inactives. En fin d'expérience, le réseau est toujours peu dense, mais le nombre de failles majeures a quand même augmenté (environ 8 !). Au contraire, dans le cas de sous-réseau de déformation dense, le réseau de failles va également être dense dès le départ et la concentration de la déformation se fera sur les failles les mieux orientées déjà existantes. Cela n'empêche cependant pas l'apparition de nouvelles failles.

L'observation des expériences et des déformations permet donc dire que lorsque le paramètre fragile/ductile varie de faible à fort, la localisation de la déformation semble se produire de plus en plus rapidement avec une déformation de plus en plus localisée. Cependant, l'observation seule ne permet pas de dire s'il s'agit d'un même mécanisme continu entre deux pôles (l'un localisant et l'autre délocalisant) ou s'il existe plusieurs mécanismes avec l'existence de seuils dans la « vitesse » de localisation ou dans la répartition des déformations. Une analyse détaillée du champ des déformations s'avère nécessaire pour comprendre d'une part l'évolution de la déformation dans le temps et quantifier éventuellement une « vitesse » de localisation. D'autre part, l'analyse spatiale du champ des déplacements en calculant la déformation à différentes échelles permet de définir des lois d'échelles et/ou des longueurs d'homogénéisation pouvant caractériser l'organisation spatiale des déformations.

### 3. Organisation spatiale de la déformation : objectifs et mesures

L'observation des réseaux de failles a montré que ceux-ci sont organisés spatialement à différentes échelles (géométries fractales ; cf. chapitre I). Le passage d'une échelle à l'autre se fait par l'intermédiaire des lois d'échelle. Ces lois d'échelle permettent ainsi de caractériser l'organisation spatiale des milieux hétérogènes, caractéristiques des milieux naturels.

Les champs de déformation à différentes échelles ont ainsi été calculés à partir des champs de déplacement, afin de caractériser l'organisation spatiale des déformations. La déformation calculée ici est la déformation équivalente du tenseur des déformations tri-dimensionnel (cf. paragraphe 2.2). Le tenseur des déformations correspond aux gradients des déplacements mesurés à une certaine échelle. Si la déformation mesurée est indépendante de l'échelle d'observation, elle est alors représentative du système et le choix de l'échelle à laquelle les mesures sont faites n'a que peu d'importance. Par contre, le choix et la connaissance de l'échelle deviennent primordiaux dans le cas où la déformation moyenne mesurée dépend de l'échelle d'observation. Dans ce cas, le système ne présente pas d'échelle caractéristique, et la variation de la déformation avec l'échelle permet de définir des lois d'échelles. Ces lois d'échelles donnent les relations existantes entre les déformations mesurées à des échelles différentes.

A partir des expériences, les calculs sur les champs de déplacement peuvent être effectués selon deux cas.

Premier cas (cf. Figure 70-A) : une échelle de résolution est fixée pour le calcul des déformations puis le champ de déformation ainsi obtenu est observé à différentes échelles. L'organisation spatiale de ce champ de déformations (scalaires) va pouvoir être caractérisée par une loi de puissance dont l'exposant dépend du degré d'occupation de l'espace des fortes déformations par rapport aux plus faibles.

Deuxième cas (cf. Figure 70-B) : Dans ce cas, c'est l'échelle de résolution qui varie. Pour chaque échelle de résolution, le champ de déformation est recalculé. De la même façon, la variation de la déformation moyenne avec l'échelle de résolution permet de définir des lois d'échelles et les corrélations pouvant exister au sein du champ de déplacements. L'accent a été mis sur ce deuxième cas dans la mesure où il permet de conserver « l'information tensorielle » contenue dans le champ de déplacements. Parmi les nombreux calculs effectués, deux méthodes portant sur la manière de calculer la déformation à différentes échelles de résolution et donnant des résultats proches ont été retenues. Il s'agit de la « méthode dite concentrique » et de la « méthode dite sans recouvrement ».

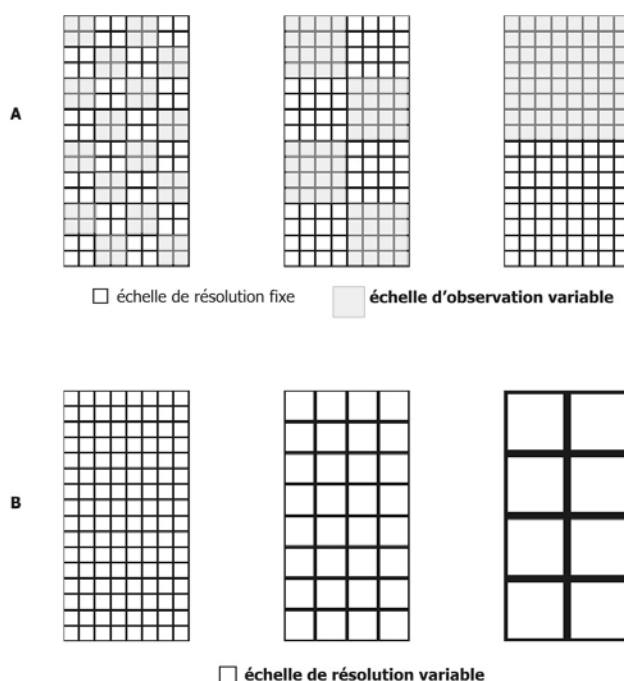


Figure 70 : Calculs des champs de déformation en fonction de l'échelle. A : La résolution à laquelle est calculée la déformation reste constante, l'échelle d'observation est variable. B : La déformation est calculée à différentes échelles de résolution (à mailles croissantes pour échelles de résolution croissantes).

### 3.1. Calcul de la déformation moyenne en faisant varier l'échelle de résolution (cf. Figure 70-B)

Les problèmes rencontrés lorsque l'on calcule la déformation à différentes résolutions sont généralement liés à la taille finie de l'expérience et au nombre de points de mesures disponibles. En effet, pour des échelles de résolution importantes (grandes mailles), le nombre de points, sur lesquels les déformations sont calculées, est très limité, et à la limite, quand l'échelle de résolution est très

grande, seule la zone centrale est couverte. De même, si le recouvrement entre les zones d'observation n'est pas autorisé, le nombre de points de mesures à grande échelle est très faible. Les deux méthodes présentées ci-après tiennent compte de ces limitations et privilégient soit le nombre de points de mesure en autorisant le recouvrement (« méthode dite concentrique »), soit le non recouvrement des zones de mesure pour ne pas privilégier la zone centrale (« méthode dite sans recouvrement »).

#### a. Méthode dite concentrique

La méthode dite concentrique consiste à calculer la déformation moyenne sur une zone centrale de l'expérience, en faisant varier l'échelle de résolution pour chaque point de cette zone. La Figure 71 présente la configuration adoptée pour le calcul des déformations. Une zone centrale en grisé est choisie ; en général ses dimensions correspondent au tiers ou à la moitié des dimensions de l'expérience. Pour chaque point de mesure de cette zone, la déformation est calculée en faisant varier l'échelle de résolution autour de ces points de manière concentrique et en autorisant le recouvrement des mailles de points de mesure voisins. La distance entre les points de mesure est fixée par les données des champs de déplacements ; cette distance correspond donc à l'échelle de résolution minimale. Le calcul de la déformation pour une résolution donnée correspond à la moyenne des déformations équivalentes calculées sur les 2 fois 2 triangles inscrits dans le carré de côté  $R$  ( $R$  correspondant à l'échelle de résolution). Pour chaque échelle de résolution, la déformation est ensuite moyennée sur l'ensemble des points de la zone d'étude.

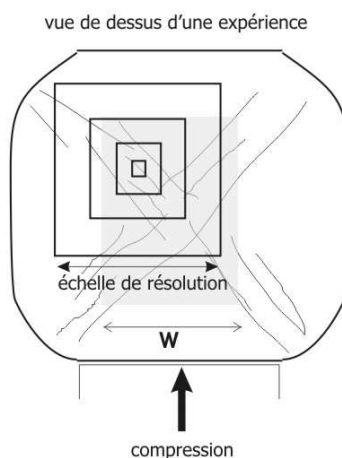


Figure 71 : Cadre de la méthode dite concentrique : pour chaque point de la zone d'étude choisie en grisé de largeur  $W$ , la déformation est calculée à différentes échelles de résolution.

L'avantage majeur de cette méthode réside dans le fait que la déformation moyenne est calculée sur le même nombre de points quelle que soit l'échelle de résolution. Ceci assure une bonne représentativité de la déformation moyenne calculée. La position centrale de la zone et sa réduction de  $1/3$  ou  $1/2$  par rapport à la taille de l'expérience évitent de prendre en compte les points de mesures aberrants situés sur les bordures ou affectés par les conditions aux limites. Elle permet également de ne pas atteindre trop rapidement les bords du système pour des échelles de résolution plus grandes.

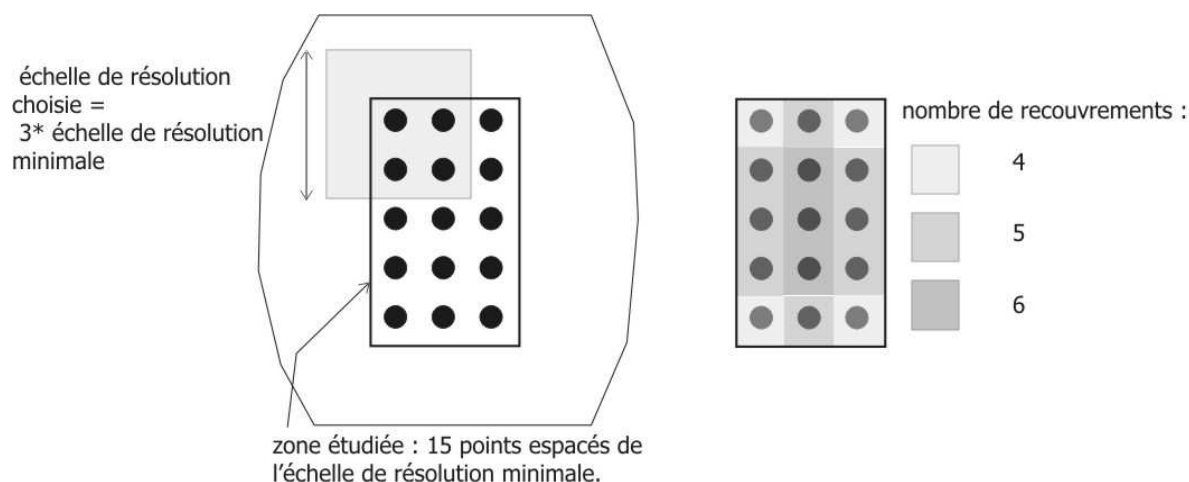


Figure 72 : Influence du recouvrement sur le poids donné à certaines zones dans le calcul de la déformation.

En revanche, l'inconvénient de cette méthode réside dans le recouvrement des mailles carrées dès que l'échelle de résolution dépasse l'échelle de résolution minimale. Ce recouvrement a pour effet de donner plus de poids à la zone centrale dans le calcul de la déformation moyenne. La Figure 72 montre l'influence du recouvrement sur le poids donné au centre de l'expérience pour une zone centrale étudiée de 15 points et une échelle de résolution égale au triple de la distance entre les points. L'application de la méthode concentrique montre que les trois points centraux auront subi 6 recouvrements contre 4 pour les points les plus externes (cf. Figure 72, droite). La méthode donnera ainsi dans cet exemple un poids 1.5 fois plus important à la zone centrale dans le calcul de la déformation moyenne.

Dans ces calculs, la taille du système est variable puisque la surface de l'expérience se déforme au cours du temps. En général, la longueur a diminué de 25 à 30% selon le taux de raccourcissement final, et la largeur peut également augmenter dans les mêmes proportions. La zone étudiée suit donc les déformations que subit la surface de l'expérience en conservant les mêmes rapports de longueurs et de largeurs tout au long de l'expérience.

#### **b. Méthode dite sans recouvrement**

La méthode dite sans recouvrement consiste à calculer la déformation moyenne à différentes résolutions sur une zone carrée découpée en mailles carrées, dont les valeurs des côtés correspondent à l'échelle de résolution considérée (cf. Figure 70 B). De la même manière que pour la méthode concentrique, la zone carrée d'étude est située au centre de l'expérience. Cette zone peut avoir soit une taille constante correspondant à la taille du plus grand carré initial inscrit dans l'expérience, soit une taille variable en prenant le plus grand carré inscrit dans l'expérience au cours du raccourcissement. En prenant une taille variable, la taille de la zone carrée centrale augmente considérablement dans la mesure où au cours du raccourcissement, l'expérience tend vers un rapport de forme de 1. On prend donc en compte des zones plus larges englobant par exemple les zones d'ombre qui abaissent fortement la déformation moyenne de la zone. Le choix d'une taille variable semble donc peu

judicieux. Lors du découpage de la zone centrale en mailles carrées, certains sommets de mailles peuvent ne correspondre à aucun point de données. Dans ce cas, les déplacements de ces points sont recalculés par interpolation bi-linéaire.

L'avantage de cette méthode réside dans le non-recouvrement des mailles à l'intérieur de la zone considérée. Aucune zone n'est ainsi privilégiée. Le choix d'une zone centrale que les mailles ne vont pas dépasser permet également d'investiguer des valeurs de déformations à plus grande échelle de résolution sans pour autant être affecté par les bordures du système.

L'inconvénient qui en découle concerne le faible nombre de mailles, sur lesquelles va être calculée la déformation à grande échelle. Pour pallier ce problème, la zone centrale est autorisée à se déplacer de 1 pixel dans n'importe quelle direction. Les calculs de la déformation moyenne à différentes résolutions sont donc moyennés sur l'ensemble des positions adoptées par la zone centrale, prises aléatoirement dans la limite du pixel autorisé. Le nombre de mailles à grande échelle reste cependant très faible par rapport à celui obtenu à plus petite échelle. Le rapport entre le nombre de mailles à grande échelle  $N2$  et celui à petite échelle  $N1$  vaut  $(R1/R2)^2$  ;  $R1$  étant la valeur de l'échelle de résolution à petite échelle et  $R2$  celle à grande échelle, respectivement.

### **c. Comparaison des méthodes - Effet du bruit et influence du choix de l'incrément de déformation et de la taille de la zone centrale**

La Figure 73 compare la déformation moyenne calculée pour l'expérience 15 ( $\Gamma = 1.6$ ) à 12.4% de raccourcissement par la méthode dite concentrique et par la méthode dite sans recouvrement. La déformation est mesurée dans les deux cas pour un incrément de raccourcissement de 0.44%.

Les deux courbes présentent une évolution assez similaire. Au delà d'une résolution de 100 mm, le manque de points se fait sentir pour la méthode sans recouvrement (trois points entre 100 et 300 mm). De plus, ces points correspondent à la moyenne des déformations sur très peu de mailles, ce qui donne un aspect chaotique à la courbe pour une résolution supérieure à 100 mm.

Les deux méthodes vont être par ailleurs affectées par les imprécisions contenues dans les données de déplacement. Le choix de l'incrément de déformation et de la taille de la zone centrale va également affecter la morphologie de ces courbes.

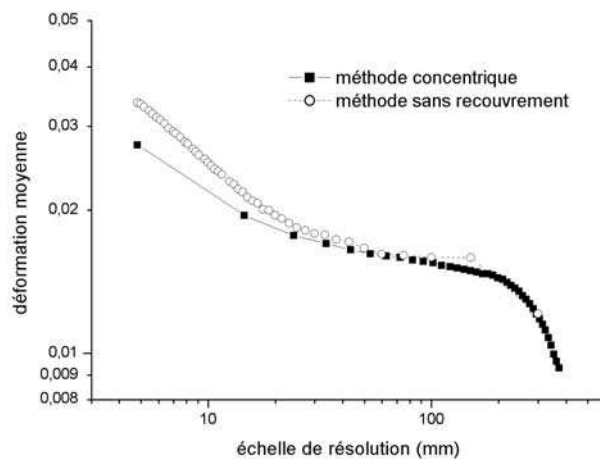


Figure 73 : Comparaison de l'évolution de la déformation moyenne en fonction de l'échelle de résolution pour « l'expérience 15 » à 12.4% de raccourcissement total. La déformation est calculée pour un incrément de raccourcissement de 0.44%. La méthode concentrique est appliquée à une zone faisant la moitié des dimensions de l'expérience et la méthode sans recouvrement conserve la taille du plus grand carré inscrit initialement dans l'expérience.

### Effet du bruit

Un cas simple a été construit pour tester l'influence du degré d'incertitude des valeurs de déplacement sur le calcul de la déformation moyenne à différentes échelles de résolution. La Figure 74-A présente la configuration du milieu déformé : il s'agit d'un cisaillement de largeur  $l$  orienté à  $60^\circ$  par rapport à l'axe de compression. La zone considérée a une surface de  $560 \times 560$  pixels et l'espacement entre les points de mesure est de 7 pixels. La déformation moyenne est calculée en fonction de l'échelle de résolution, sans recouvrement de mailles. Aux données de déplacement a été rajoutée une incertitude qui varie entre 0.01 et 1 (cf. Figure 74-B). La déformation est calculée pour un incrément de raccourcissement de 0.4%. Les courbes obtenues sur la Figure 74-B montrent que l'incertitude des données affecte fortement les valeurs de la déformation moyenne calculée à petite échelle de résolution et que la perturbation peut se propager à plus grande échelle si l'incertitude est importante. Le déplacement selon l'axe  $y$  (vertical) imposé à la bordure du système est de l'ordre de 2.2 pour un raccourcissement de 0.4%. Une incertitude de 1, donc du même ordre de grandeur que le déplacement, va affecter tout le système, masquant l'évolution réelle de la déformation moyenne. Au contraire, pour une incertitude de l'ordre du centième de la valeur des déplacements (0.01 ou 0.03), le système n'est affecté que pour des résolutions inférieures au dixième de la largeur de l'expérience. La pente à l'origine des courbes (exposant de lois de puissance, cf. Figure 74-B) est donc entièrement contrôlée par les incertitudes sur les valeurs de déplacement. L'exemple présenté ici a des caractéristiques proches des expériences présentées précédemment : même largeur, même pourcentage de raccourcissement, même espacement entre les points de mesures (en pixels). L'imprécision sur les données de déplacement donnée par Aramis est inférieure ou égale à 0.03. La Figure 74-B indique donc que la valeur de la déformation moyenne sera affectée par cette incertitude jusqu'à une échelle de 40-50 pixels.



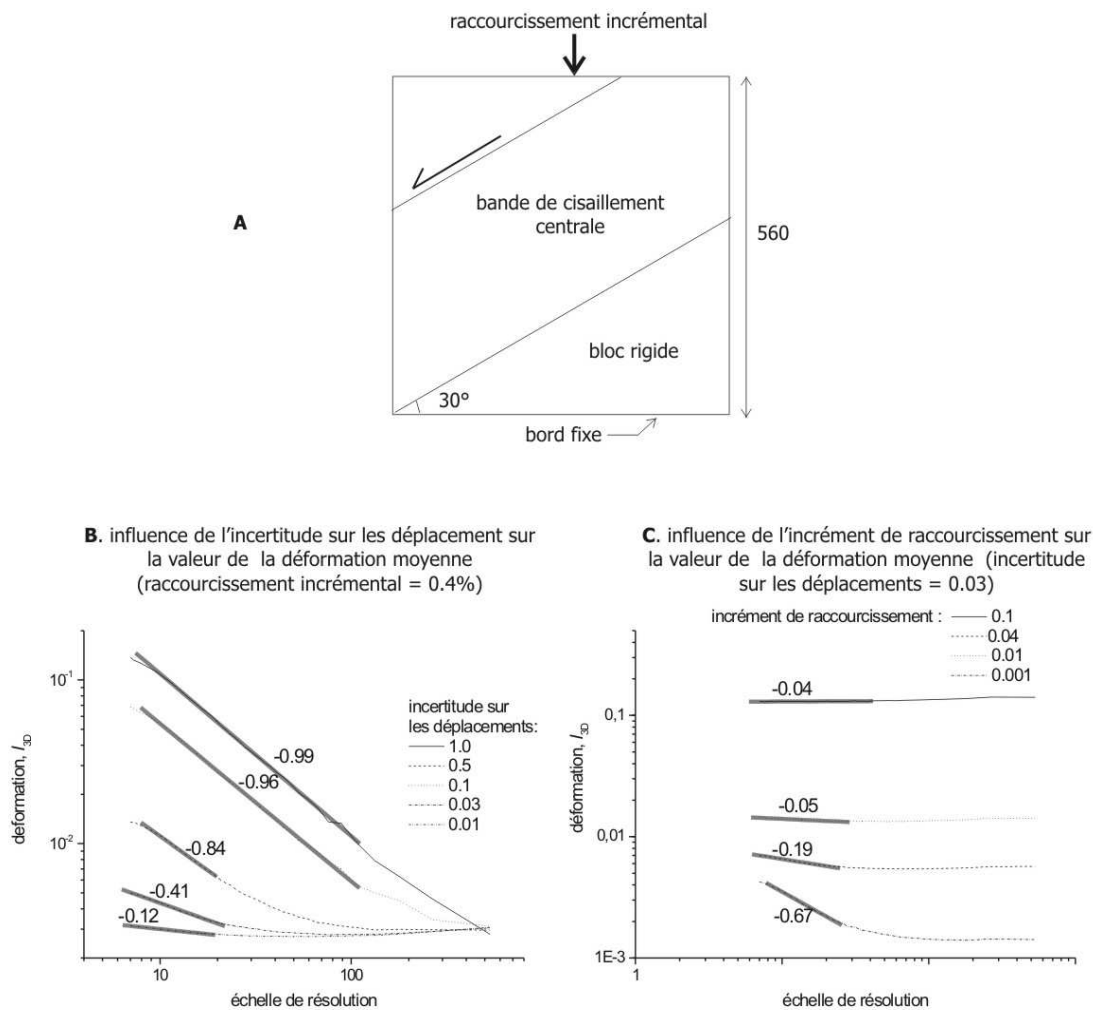


Figure 74 : Etude sur un cas simple de l'influence de l'incertitude sur les déplacements et du choix de l'incrément de déformation. A- Configuration prise : cisaillement orienté à 30°. B- Influence de l'incertitude sur les déplacements. C- Influence du choix de l'incrément de raccourcissement. Les pentes des courbes à l'origine (échelle log-log) sont données sur les graphes.

### Choix de l'incrément de raccourcissement pour le calcul des déformations

Sur le même exemple présenté dans la Figure 74-A, différents incréments de raccourcissement ont été testés. L'incertitude sur les déplacements a été fixée à 0.03. La Figure 74-C montre l'influence du choix de l'incrément de raccourcissement sur le calcul de la déformation moyenne. Pour un faible incrément de raccourcissement (0.001 ou 0.1%), la valeur de la déformation (qui devrait être constante quelle que soit l'échelle) est plus sensible aux incertitudes que lorsque l'incrément de raccourcissement est important (0.1 ou 10%). Le choix de l'incrément modifie donc l'incertitude apparente des données de déplacements. Dans les expériences présentées, l'incertitude est de l'ordre de 0.03 mais l'incrément de raccourcissement peut varier entre 0.3% et 2%. La Figure 75 présente pour l'expérience 15 ( $\Gamma = 1.6$ ) à 12.4% de raccourcissement total la déformation moyenne calculée avec des incréments de raccourcissement de 0.4% et 1.9%. L'effet de l'incertitude des données est effectivement présent, puisque pour un incrément de raccourcissement de 1.9%, la forte décroissance

de la déformation moyenne avec l'échelle de résolution observée pour un incrément de 0.4% n'existe plus. Les deux courbes se confondent au-dessus d'une échelle de résolution de l'ordre de 40 mm ; cette échelle de résolution correspond donc à la limite d'influence de l'incertitude liée aux déplacements dans l'expérience 15 ( $\Gamma = 1.6$ ).

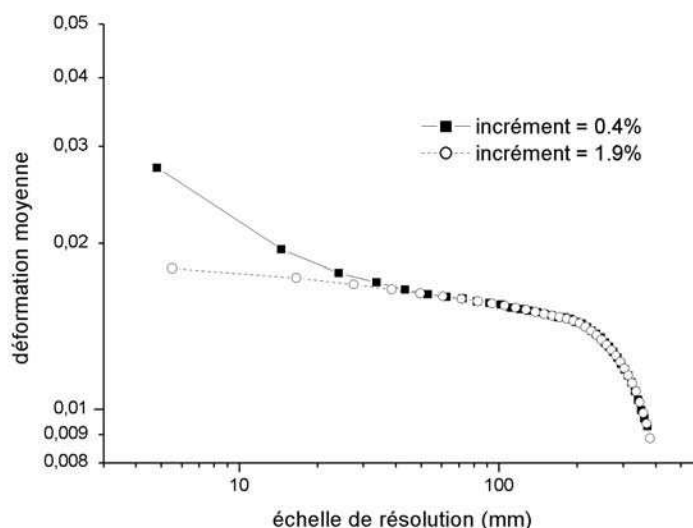
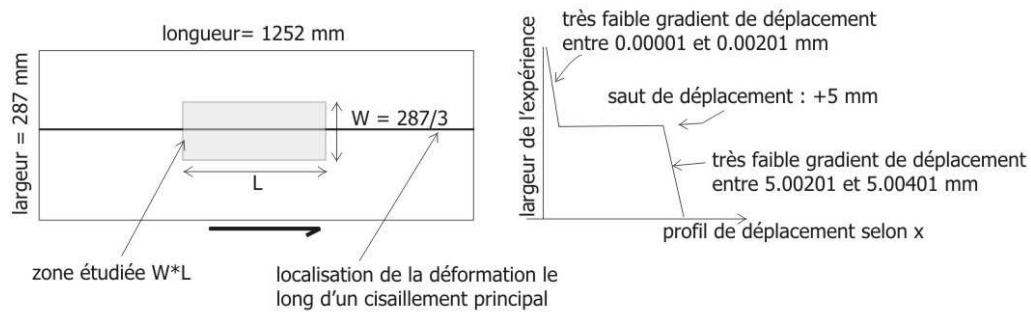


Figure 75 : Evolution de la déformation moyenne calculée par la méthode concentrique pour deux incréments de raccourcissement (0.4% et 1.9%). La déformation moyenne calculée pour l'incrément de 1.9% est normalisée par rapport à celle calculée pour un incrément de 0.4%.

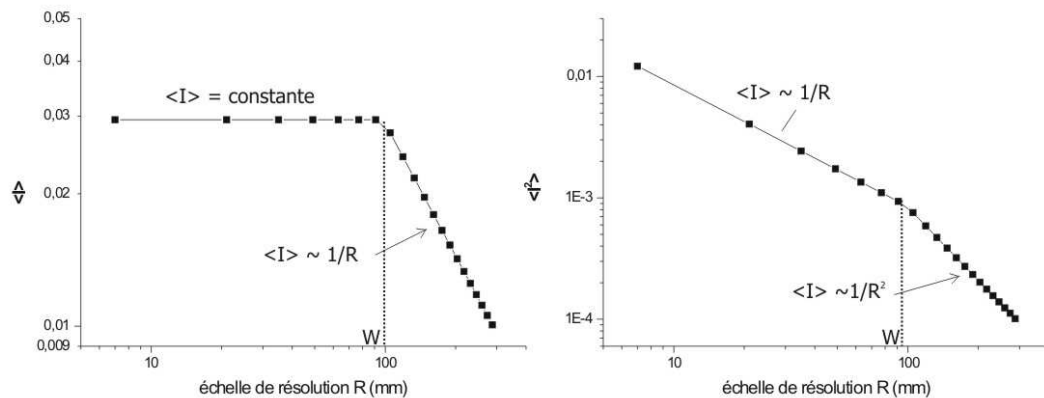
### Influence de la taille de la zone centrale

Pour la méthode concentrique plus particulièrement, dans laquelle l'échelle de résolution peut dépasser la taille (largeur ou longueur) de la zone centrale, le choix de la taille de la zone d'étude a des conséquences sur l'évolution de la déformation moyenne en fonction de l'échelle de résolution. La Figure 76 illustre l'évolution de la déformation moyenne avec l'échelle sur un cas simple où la déformation est localisée le long d'une structure infinie (à l'échelle de l'expérience) et linéaire. La zone d'étude de taille ( $W \times L$ ) est grisée ; ses dimensions correspondent au tiers de celles de l'expérience. L'évolution des déplacements selon la largeur de l'expérience est donnée par le profil des déplacements selon  $x$  (cf. Figure 76-A). De très faibles gradients sont imposés de part et d'autre du cisaillement majeur pour conserver une déformation non nulle dans le système. Les calculs de la déformation moyenne  $\langle I \rangle$  et de la moyenne des déformations au carré  $\langle I^2 \rangle$  montrent un changement d'évolution de la déformation au-delà d'une certaine échelle de résolution correspondant à la largeur de la zone étudiée ( $W$ , c'est-à-dire  $287/3$ ) (cf. Figure 76-B). Dans le cas d'une déformation localisée le long d'une structure linéaire, la déformation moyenne est constante avec l'échelle de résolution pour une résolution inférieure à la taille du système, puis décroît en  $-1/R$  au-delà. Pour la moyenne des déformations au carré, la décroissance passe d'une dépendance avec l'échelle en  $-1/R$  à  $-1/R^2$  au-delà de cette même résolution.

### A . Cas simple : déformation localisée le long d'un cisaillement central



### B. Evolution de la déformation moyenne $\langle I \rangle$ et de la moyenne des déformation au carré $\langle I^2 \rangle$ pour différentes résolutions



### C. Discrétisation de la zone centrale étudiée pour le calcul de la déformation moyenne

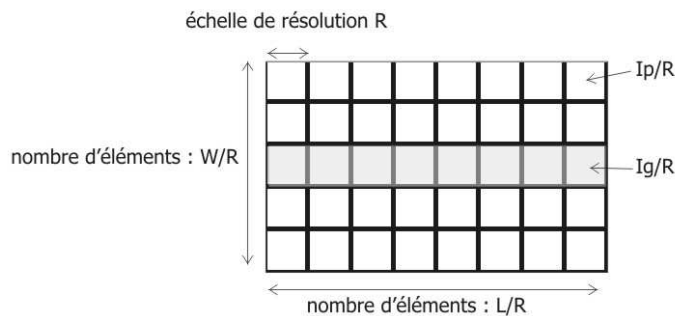


Figure 76 : Illustration de l'influence de la taille de la zone centrale sur un cas simple. A : Présentation du cas simple : cisaillement de l'expérience avec localisation de la déformation le long d'un cisaillement central linéaire et infini (lié à un saut des déplacements selon  $x$ ). B : Evolution de la moyenne des déformations et des déformations au carré en fonction de la résolution  $R$ . Les déformations sont calculées sur la zone centrale grisée. C : Discrétisation de la zone centrale.  $I_g$  correspond à la déformation des mailles contenant le cisaillement central pour une résolution de 1 et  $I_p$  celle des mailles ne recoupant pas le cisaillement ;  $I_p \ll I_g$ .

Le changement de pente observé sur la Figure 76-B peut être obtenu de façon analytique après discrétisation du milieu. La Figure 76-C donne une discrétisation de la zone d'étude sans recouvrement. Pour une résolution de  $R=1$ , le nombre de mailles couvrant la zone vaut  $(L/1 * W/1)$ .  $I_g$  correspond à la déformation d'une maille contenant le cisaillement central pour une résolution de 1 et

$I_p$  à la déformation des mailles ne contenant pas le cisaillement. La valeur de  $I_p$  est très inférieure à celle de  $I_g$  ; elle est donc négligée.

Pour une résolution de  $R=1$ , la déformation moyenne  $\langle I \rangle$  vaut :

$$\langle I \rangle = \frac{L \cdot I_g + (L \cdot W - L) \cdot I_p}{L \cdot W} \sim \frac{I_g}{W} \text{ car } I_p \ll I_g \quad (3-3)$$

Pour une résolution  $R$  inférieure à  $W$ , la valeur de la déformation des mailles contenant le cisaillement vaut  $I_g/R$ . Les autres mailles ont une valeur de  $I_p$  constante négligeable. Sans recouvrement,  $\langle I_R \rangle$  vaut alors :

$$\langle I_R \rangle \sim \frac{(L/R) \cdot (I_g/R)}{(L/R) \cdot (W/R)} = \frac{L \cdot I_g}{L \cdot W} = \frac{I_g}{W} \quad (3-4)$$

Si l'on considère du recouvrement entre les mailles, alors le nombre total de mailles est toujours le même :  $L \cdot W$ . Par contre, le nombre de mailles recouvrant le cisaillement central est de  $L \cdot R$ .  $\langle I_R \rangle$  vaut :

$$\langle I_R \rangle \sim \frac{L \cdot R \cdot (I_g/R)}{L \cdot W} = \frac{I_g}{W} \quad (3-5)$$

Pour une échelle de résolution inférieure à  $W$ ,  $\langle I_R \rangle$  est indépendante de l'échelle de résolution quelle que soit la méthode choisie, dans le cas d'une déformation localisée le long d'une structure linéaire.

Si l'échelle de résolution devient supérieure à  $W$  (ce qui peut être le cas dans la méthode concentrique), alors toutes les mailles de taille  $R > W$ , contiennent le cisaillement central.  $\langle I_R \rangle$  vaut alors :

$$\langle I_R \rangle = \frac{L \cdot W \cdot (I_g/R)}{L \cdot W} = \frac{I_g}{R}$$

Pour une échelle de résolution supérieure à  $W$ , la déformation moyenne dépend de la résolution en  $1/R$ . D'où la décroissance observée sur les courbes de la Figure 76-B.

Les mêmes calculs peuvent être effectués pour calculer la moyenne des déformations au carré  $\langle I^2 \rangle$  en remplaçant  $I_g/R$  par  $(I_g/R)^2$ . Une décroissance des déformations en loi de puissance est alors obtenue : en  $1/R$  pour  $R < W$  et en  $1/R^2$  pour  $R > W$ .

Dans les expériences, les déformations observées ne sont pas aussi simples. En effet les structures ne sont ni linéaires, ni infinies. Les exposants des lois de puissance ne vont pas être obligatoirement entiers. Cependant, cette rupture de pente, même plus progressive, existe ; pour l'expérience 15, pour une zone centrale dont les dimensions sont de moitié par rapport à la taille de l'expérience, la rupture de pente devrait se faire au-delà de 175 mm. Sur la Figure 75, elle semble se produire vers une échelle de résolution de 200.

#### d. Choix de la méthode

Les deux méthodes donnent des résultats assez proches. Cependant, compte-tenu de l'effet de l'incertitude sur les déplacements, les déformations moyennes calculées à petites échelles de

résolution ne peuvent être prises en compte. La méthode dite concentrique permet de gagner en nombre de points aux échelles de résolution plus grandes, non affectées par les incertitudes sur les déplacements. En revanche, à grande échelle, le calcul des déformations est limité par la taille de la zone centrale. Cependant, à ces grandes échelles de résolution le système est probablement affecté par les conditions aux limites du système, comme le montre la courbe de la Figure 73 obtenue par la méthode sans recouvrement.

Le choix d'un incrément de 2% de raccourcissement permet de limiter les effets liés à l'incertitude sur les déplacements. Il permet de calculer l'évolution de la déformation moyenne sur une plus grande gamme d'échelles de résolution. Cependant, de plus petits incréments pour le calcul de la déformation permettent de suivre plus finement l'évolution la déformation au cours du raccourcissement.

Les résultats présentés par la suite s'appuient donc principalement sur la méthode concentrique mais ont subi une vérification par la méthode sans recouvrement.

### 3.2. Calcul de la déformation moyenne en gardant une résolution constante (cf. Figure 70-A)

Le calcul de la déformation moyenne en gardant une résolution constante repose principalement sur la méthode sans recouvrement. Elle nécessite cependant que les longueur et largeur de la zone étudiée soient des multiples de l'échelle de résolution de la forme  $R \cdot 2^n$ . La plus petite taille de système correspond à la résolution  $R$  choisie. Il faut ensuite pouvoir réduire le nombre de mailles en multipliant leur surface par 4 pour passer à la taille de système supérieur et arriver finalement à la taille de la zone d'étude :  $(R \cdot 2^n) \times (R \cdot 2^m)$ . Le passage d'une taille de système à l'autre est illustré dans la Figure 70-A.

Contrairement aux calculs avec changement de résolution, le calcul de la déformation moyenne à partir d'une résolution constante revient à faire des moyennes de moyennes. Ainsi, pour une taille de système égale à une fois la résolution, la déformation moyenne vaut :

$$\langle I \rangle_1 = \frac{\sum_i I(i)}{N} \text{ avec } N \text{ nombre total de mailles et } I(i) \text{ la déformation de la maille } i \quad (3-6)$$

Pour une taille de système égale à 2 fois la résolution, en réduisant les mailles 4 par 4 (cf. Figure 70-A) :

$$\langle I \rangle_2 = \frac{\sum_i \frac{\sum_{1 \text{ à } 4} I(i)}{4}}{\frac{N}{4}} = \langle I \rangle_1 \quad (3-7)$$

La valeur de la moyenne des déformations en fonction de l'échelle du système reste donc constante.

En revanche, la moyenne des déformations au carré  $\langle I^2 \rangle$  va varier avec l'échelle du système, car

$$\frac{\sum_{1 \text{ à } 4} (I(i)^2)}{4} > \left[ \frac{\sum_{1 \text{ à } 4} I(i)}{4} \right]^2.$$

### 3.3. Méthode de calcul de la dimension de corrélation

La notion de dimension fractale a été introduite par Mandelbrot (1982) pour caractériser l'organisation spatiale d'un objet présentant des propriétés d'invariance d'échelle et ne possédant pas de longueur caractéristique. Pour calculer la dimension fractale d'un objet, il faut pouvoir distinguer les points qui appartiennent à l'objet ou non. Dans le cas de déformations réparties à la surface d'une expérience, tous les points de mesures appartiennent à l'objet considéré et c'est l'organisation de la quantité associée aux points de mesures (la déformation, en l'occurrence) qui doit alors être caractérisée. Cette organisation est caractérisée par la dimension de corrélation si la répartition est fractale. Cette dimension peut être calculée à partir de la fonction de corrélation, par caractérisation multifractale ou par la définition de variogrammes.

#### a. Fonction de corrélation

Pour caractériser l'organisation spatiale des déformations et mettre en évidence la présence de lois d'échelle, la fonction de corrélation peut être utilisée (cf. équation 3-8). Cette fonction, basée sur la statistique des doublets de points de l'ensemble (Grassberger et Procaccia, 1983), donne la probabilité de trouver un point de masse  $m$  à la position  $R+r'$ , s'il en existe un à la position  $r'$  (Vicsek, 1992).

$$C(R) = \frac{1}{V} \sum_r m(R+r')m(r') \quad (3-8)$$

$V$  est le volume de l'objet,  $m$  est la masse ou la densité locale du point situé en  $r'$  et  $R$  est la distance qui sépare les deux points considérés.

Dans le cas d'un objet fractal constitué de points par exemple, la densité locale vaut 1 si le point appartient à l'objet, 0 sinon.  $C(R)$  vaut alors :

$$C(R) = \frac{2 N_p(R)}{N(N-1)} \quad (3-9)$$

$N$  est le nombre total de points et  $N_p(R)$  est le nombre de couples de points dont la distance est inférieure à  $R$ .  $C(R)$  dépend alors de la distance  $R$ , de la manière suivante :

$$C(R) \sim R^{D_c}$$

$D_c$  est la dimension de corrélation. Elle permet de décrire le degré d'occupation spatiale de l'objet considéré. Cette méthode a été plus particulièrement utilisée pour décrire l'organisation des barycentres des failles (Davy et al, 1990 ; Sornette et al, 1993 ; Bour et Davy, 1999). Bonnet (1997) l'a également utilisée pour calculer la distribution des déformations locales, la masse allouée au point étant alors sa déformation. La dimension de corrélation vaut 2 si la distribution des déformations est aléatoire. Elle est inférieure à 2 si la déformation suit une loi d'échelle.

#### b. Caractérisation multifractale

Si chaque classe de déformations est caractérisée par sa propre loi d'échelle, il s'agit alors d'une organisation multifractale des déformations (de Arcangelis et al., 1989 ; de Arcangelis et Herrmann,

1989 ; Roux et Hansen, 1990). La mesure multifractale consiste à caractériser la distribution d'une quantité associée à un support (Feder, 1988).

Si l'on considère un support divisé en mailles élémentaires  $i$  de côté  $R$  présentant une déformation  $I(i)$ ,  $p_i$  est le poids associé à la  $i$ ème maille :

$$p_i(R) = \frac{I(i)}{\sum_i I(i)} \quad (3- 10)$$

La somme des  $p_i^q$  correspond au moment d'ordre  $q$  :

$$M_q(R) = \sum_i (p_i(R))^q = \sum_i \left( \frac{I(i)}{\sum_i I(i)} \right)^q = \frac{\sum_i (I(i)^q)}{\left[ \sum_i I(i) \right]^q} \quad (3- 11)$$

Ce moment  $M_q$  peut être relié à une description thermodynamique (entropies de Rényi, 1970 ; Hentschel et Procaccia, 1983). Plus la valeur de  $q$  est élevée, plus le moment est sensible aux fortes valeurs des  $p_i$ . La caractérisation multifractale consiste donc à donner un poids statistique plus ou moins important aux faibles ou aux fortes valeurs de déformation  $I(i)$ .

La dépendance de  $M$  avec l'échelle  $R$  pour  $R \rightarrow 0$  est reliée à  $q$  de la manière suivante :

$$M_q(R) \sim R^{(q-1)D_q} \quad (3- 12)$$

$D_q$  sont les dimensions généralisées d'ordre  $q$ . La dimension  $D_0$  (pour  $q=0$ ) est égale à la dimension du support physique. Dans le cas de déformations mesurées dans un plan,  $D_0=2$ . Si  $D_0 = D_q$ , la mesure est uniforme sur le support. La dimension d'ordre 2 ( $D_2$ ) correspond à la dimension de corrélation. De même, le calcul de la fonction de corrélation sur des triplets, des quadruplets, ..., donnerait une dimension  $D_c$  égale à  $D_3$ ,  $D_4$ , ..., respectivement. Si les dimensions généralisées sont équivalentes, alors l'organisation du système est monofractal et la dimension le caractérisant est la dimension fractale.

#### 4. Evolution générale de la déformation commune à toutes les expériences

La déformation équivalente 3D est analysée en détail dans l'expérience 15 ( $\Gamma=1.6$ ,  $Ar=1.1$ ). Cette analyse constitue un exemple des mesures faites sur l'ensemble des expériences. L'expérience 15 a été choisie pour sa valeur intermédiaire du rapport fragile/ductile.

La Figure 77 présente l'évolution de la déformation en fonction de l'échelle de résolution selon la méthode concentrique sur un incrément de raccourcissement de 0.44% et selon la méthode sans recouvrement sur un incrément de raccourcissement de 1.9%. Les différentes courbes correspondent à différents raccourcissements de l'expérience. Trois parties peuvent être définies sur les deux graphes. A petites échelles de résolution (pour une échelle inférieure à 30 mm), les déformations moyennes calculées sont affectées par l'incertitude sur les déplacements (cf. 3.1. Effet du bruit). Pour un petit incrément de raccourcissement (0.44%), la pente à l'origine calculée (dans le graphe log-log) vaut – 0.33 et peut être comparée aux pentes trouvées pour une incertitude sur les déplacements de 0.03 et un

incrément de 0.4% dans la Figure 74-B. Pour un incrément de raccourcissement plus important (1.9%), les incertitudes se font effectivement moins sentir. La zone d'influence est alors limitée aux échelles de résolution inférieures à 20 mm (cf. Figure 77).

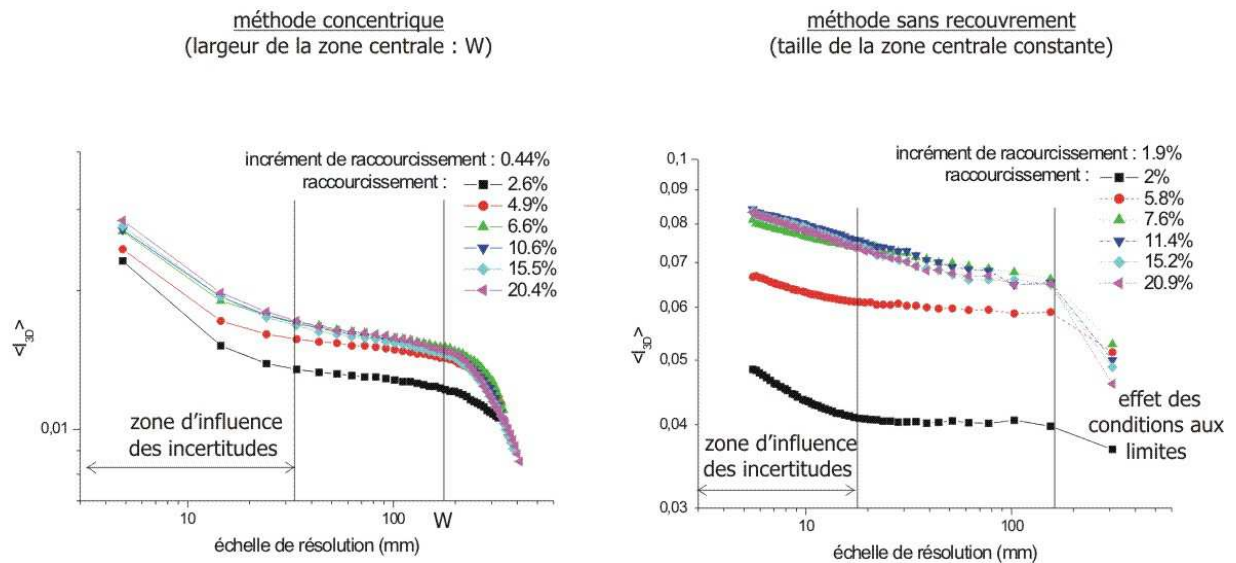


Figure 77 : Evolution de la déformation équivalente 3D moyenne avec l'échelle de résolution pour différents raccourcissements de l'expérience. Sont donnés : les résultats de la méthode concentrique sur un incrément de raccourcissement de 0.44% et ceux de la méthode sans recouvrement pour un incrément de 1.9%.

A grandes échelles (supérieures à 200 mm), la déformation moyenne chute brutalement. Dans le cas de la méthode sans recouvrement, cette décroissance est entièrement due aux effets de taille finie de l'expérience. La déformation moyenne est alors liée aux conditions aux limites du système. Dans le cas de l'expérience 15, la déformation 3D appliquée aux limites correspond à la somme de l'incrément de raccourcissement et de la variation de surface (qui est liée à la variation d'épaisseur puisque le volume est considéré comme constant). Cette variation de surface a été calculée au cours du temps pour des incréments de raccourcissement de 0.44% et 1.9%. D'après la Figure 78, la surface de l'expérience augmente jusque vers 7% de raccourcissement puis décroît. La déformation 3D appliquée aux bornes du système varie donc entre 0.005 et 0.008 pour un incrément de 0.44% et entre 0.027 et 0.036 pour un incrément de 1.9%. La déformation moyenne à grande échelle tend effectivement vers ces valeurs.

La décroissance dans la méthode concentrique est de plus liée à la méthode de calcul, qui prédit cette décroissance au-delà d'une échelle de résolution supérieure à la largeur de la zone centrale  $W$  (cf. Figure 76-B). Dans le cas de la méthode concentrique où le nombre de points est plus important à grande échelle, toutes les courbes se rejoignent ; la courbe résultante suit une loi exponentielle dont la longueur caractéristique correspond à la taille de la zone déformée (c'est-à-dire la largeur de l'expérience) et confirme l'effet des conditions aux limites à ces échelles de résolution.



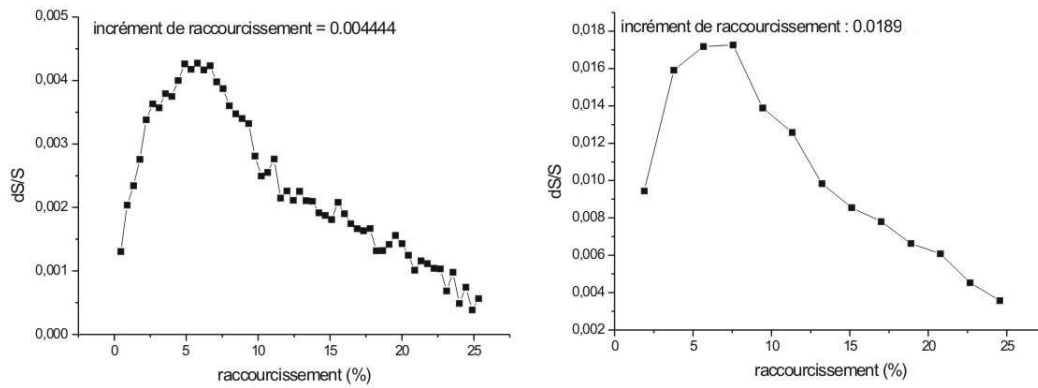


Figure 78 : Evolution de la variation de surface de l'expérience 15 calculée pour des incréments de 0.44% et 1.9%.

Enfin, aux échelles intermédiaires, l'évolution de la déformation n'est pas (ou peu) affectée par les incertitudes sur les déplacements et par les conditions aux limites. Deux remarques peuvent être faites : la première concerne les valeurs de la déformation moyenne. Celle-ci est plus importante que la déformation appliquée aux bornes du système et varie au cours du raccourcissement. La deuxième remarque concerne l'évolution des déformations avec l'échelle de résolution, qui décroît en loi de puissance avec un exposant qui semble varier au cours du temps.

#### 4.1. Evolution de la déformation moyenne avec le raccourcissement

Pour plus de précision sur l'évolution de la déformation moyenne, celle-ci est calculée pour de petits incréments de raccourcissement à une échelle de résolution de 50 mm. La Figure 79-A présente l'évolution de la déformation moyenne en fonction du raccourcissement. La déformation moyenne croît jusqu'à un raccourcissement de 7% puis se stabilise à une valeur de 0.16, significativement supérieure à la déformation appliquée aux bornes du système (raccourcissement incrémental de 0.004).

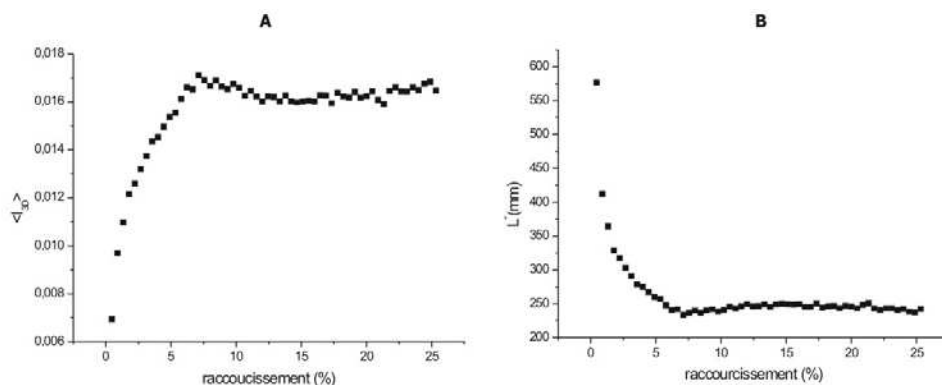


Figure 79 : A. Evolution de la déformation moyenne en fonction du raccourcissement (échelle de résolution : 50 mm). B. Evolution de la longueur caractéristique  $L^*$  en fonction du raccourcissement.

Cette augmentation de la déformation avec le raccourcissement est représentative du processus de localisation de la déformation, qui concentre une déformation de plus en plus forte sur des zones de

moins en moins larges. La stabilisation de la déformation moyenne correspond à la fin du processus de localisation. Ce processus de localisation est accompagné d'une dilatation de l'expérience (cf. Figure 78) qui atteint son maximum en même temps que la déformation moyenne et l'apparition des premières failles visibles (cf. Tableau 5).

Pour illustrer plus clairement le processus de localisation, la déformation moyenne peut être reliée à une longueur caractéristique  $L^*$  représentative de la taille de l'expérience réellement déformée. Ainsi, en considérant la déformation uniquement le long de l'axe de compression principal, si la déformation mesurée est égale à celle imposée aux bornes du système, c'est que cette dernière est répartie sur toute la longueur de l'expérience.  $L^*$  correspond alors à la longueur de l'expérience. Si, au contraire, la déformation mesurée  $\langle I \rangle$  est supérieure à la déformation imposée aux limites, c'est qu'elle est accommodée sur une longueur moindre. La déformation moyenne peut donc être exprimée comme étant le rapport entre le déplacement imposé aux limites du système,  $d$ , et une longueur caractéristique de la zone réellement déformée  $L^*$  :

$$\langle I \rangle = \frac{d}{L^*} \text{ avec } d = \varepsilon_0 L_0 \quad (3-13)$$

$\varepsilon_0$  est la déformation appliquée aux bornes du système, c'est-à-dire l'incrément de raccourcissement.  $L_0$  est la longueur initiale de l'expérience.

$L^*$  est donc définie comme étant :

$$L^* = \frac{\varepsilon_0 L_0}{\langle I \rangle} \quad (3-14)$$

La Figure 79-B présente l'évolution de la longueur caractéristique  $L^*$  en fonction du raccourcissement. La décroissance de  $L^*$  au cours du raccourcissement implique que la déformation est accommodée par une zone de moins en moins large et illustre donc le processus de localisation. Par la suite, pour comparer les expériences entre elles, la longueur sera normalisée par la longueur initiale de l'expérience.

La pente de la courbe pendant la phase de localisation est représentative d'une « vitesse » de localisation. Dans le cas de l'expérience 15, la localisation se fait sur 7% de raccourcissement.

## 4.2. Evolution de la déformation moyenne avec l'échelle de résolution (analyse tensorielle)

La Figure 80 présente l'évolution de la déformation pour un incrément de 0.4% calculée par la méthode concentrique (zoom de la Figure 77). La décroissance de la déformation moyenne avec l'échelle de résolution suit une loi de puissance, dont l'exposant  $\alpha_1$  varie avec le raccourcissement de l'expérience. Il semble que cet exposant se stabilise lorsque la valeur de la déformation moyenne atteint un plateau après localisation (cf. exposant de -0.08 sur la Figure 80). A la fin de la localisation vers 7% de raccourcissement, la loi de puissance semble être définie au-delà d'une échelle de 100 mm. Pour des raccourcissements plus importants, l'organisation de la déformation suivant la loi d'échelle semble s'arrêter pour des résolutions plus faibles (50-60 mm) et la valeur de la déformation se stabilise

(cf. Figure 80 : 15.2% ou 20.9% de raccourcissement où la stabilisation semble se faire à partir d'une échelle de résolution de 60 mm). Cependant, dans le cas de la méthode concentrique, la stabilisation est peu visible à cause de la rupture de pente dans l'évolution de la déformation moyenne au delà de la taille de la zone centrale considérée (W) et à cause de l'effet des conditions aux limites. La stabilisation est plus visible en utilisant la méthode sans recouvrement. Cependant pour le calcul de l'exposant de la loi de puissance, la méthode concentrique est préférée pour son plus grand nombre de points de données.

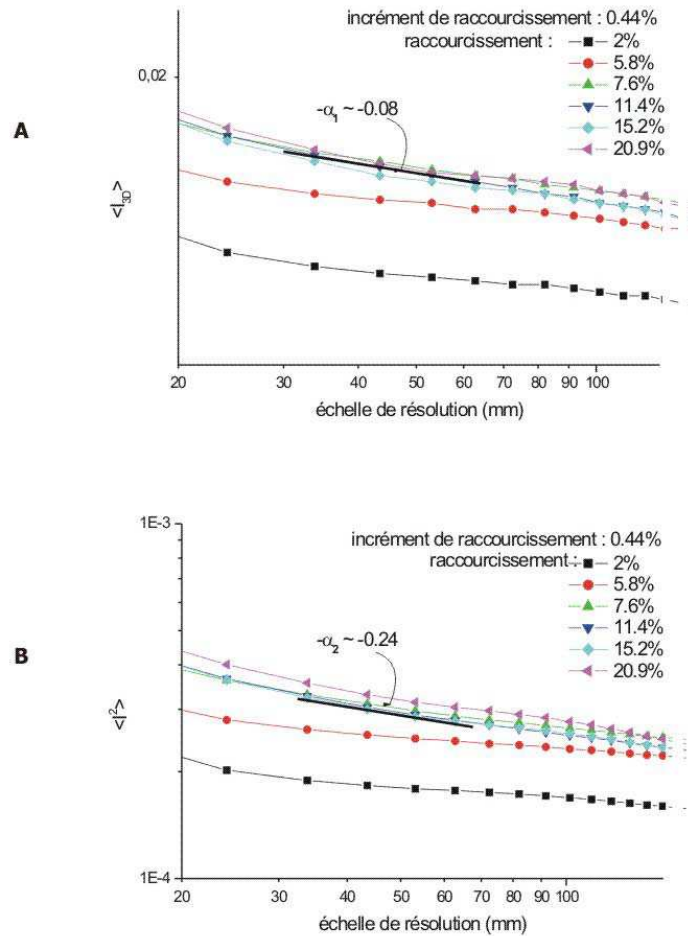


Figure 80 : A- Evolution de la déformation moyenne  $\langle I \rangle$  avec l'échelle de résolution et calcul de  $\alpha_1$ . Zoom entre 20 et 120 mm pour la méthode concentrique (incrément de 0.4% de raccourcissement). B- Evolution de  $\langle I_2 \rangle$  et calcul de  $\alpha_2$ .

L'exposant de la loi de puissance  $\alpha_1$  a donc été calculé entre deux échelles de résolution pour lesquelles la déformation n'est pas affectée par l'incertitude sur les déplacements. La limite supérieure a été estimée de façon à ne pas prendre en compte l'effet des conditions aux limites. L'exposant  $\alpha_1$  est relié à la déformation moyenne  $\langle I \rangle$  et à l'échelle de résolution R par la formule suivante :

$$\langle I \rangle \sim R^{-\alpha_1} \quad (3-15)$$

De la même façon, un exposant  $\alpha_2$  sur la moyenne des déformations au carré  $\langle I^2 \rangle$  peut être défini,  $\langle I^2 \rangle$  suivant la même évolution que  $\langle I \rangle$  (cf. Figure 80) :

$$\langle I^2 \rangle \sim R^{-\alpha_2} \quad (3-16)$$

La Figure 81-A présente l'évolution de  $\alpha_1$  calculé par la méthode concentrique sur un incrément de 0.44% de raccourcissement. Pendant la période de localisation,  $\alpha_1$  passe de 0,04 à 0.08. Les premiers points de la méthode concentrique (antérieurs à 2.5% de raccourcissement) sont surestimés car ils prennent en compte, à faible échelle de résolution, des points encore fortement affectés par l'incertitude des déplacements. De plus, la décroissance en loi exponentielle débute pour de plus faibles résolutions (cf. Figure 77).  $\alpha_1$  comme  $\alpha_2$  devraient être théoriquement nuls au tout début de l'expérience.

La définition de lois d'échelle dans la phase pré-localisation (à partir des calculs des exposants  $\alpha_1$  et  $\alpha_2$ ) pose donc un problème. En effet, les limites des lois d'échelles ne sont pas facilement définissables. Dans la phase pré-localisation, les déformations moyennes comme les moyennes des carrés des déformations n'évoluent que très peu (par rapport à la phase post-localisation) aux échelles de résolution considérées. Doit-on alors considérer que l'exposant est réellement différent de celui trouvé après localisation ou existe-t-il un exposant semblable mais qui ne pourrait être retrouvé qu'à des échelles de résolution inférieures et non observables (cf. Figure 98) ? Ce problème est lié à celui de la définition des longueurs de corrélation et sera traité ultérieurement au § 5.3. (Notion de longueur de corrélation). L'augmentation de  $\alpha_1$  comme de  $\alpha_2$  doit donc être considérée avec précaution. En effet, cette augmentation apparente de  $\alpha_1$  ne permet pas de préciser le mécanisme d'organisation spatiale des déformations. Il peut s'agir : soit d'une organisation partant des petites échelles et se propageant vers les grandes échelles ( $\alpha_1$  reste constant, mais est défini sur des échelles qui augmentent au cours du temps) ; soit d'une organisation simultanée des déformations à toutes les échelles, modifiant progressivement la valeur de  $\alpha_1$ . Ces remarques sont également valables pour le calcul de  $\alpha_2$ .

Après la fin de la localisation de la déformation (à 7% de raccourcissement), l'exposant de la loi de puissance  $\alpha_1$  se stabilise à une valeur moyenne de l'ordre de 0.08 +/- 0.02. Cette valeur est bien définie sur les échelles de résolution observables. L'échelle supérieure de validité de cette loi de puissance est donnée dans la Figure 81-B en considérant un exposant constant. Elle est maximale au moment de la localisation puis diminue au cours du raccourcissement jusqu'à une valeur d'environ 60 mm. Cette décroissance de la loi de puissance est probablement due aux conditions aux limites dont les effets se propagent à l'intérieur de l'expérience au cours du raccourcissement. Pour le calcul de  $\alpha_1$ , l'échelle inférieure de résolution a été fixée à 33 mm et l'échelle supérieure à 63 mm.

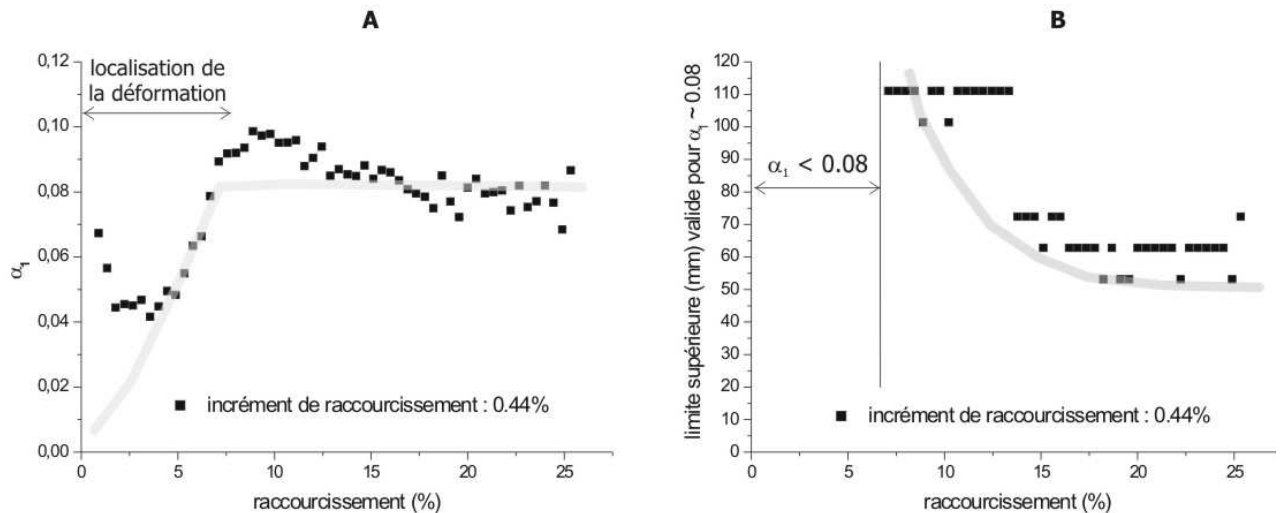


Figure 81 : A. Evolution de  $\alpha_1$  en fonction du raccourcissement pour l'expérience 15 (exposant calculé entre 33 et 63 mm de résolution). B. Evolution de l'échelle supérieure limite de validité pour  $\alpha_1 = 0.08$  après localisation.

La Figure 82 présente l'évolution de l'exposant  $\alpha_2$  calculé sur  $\langle I^2 \rangle$ . De même que pour  $\alpha_1$ , les premiers points pour de faibles raccourcissements (avant localisation) doivent être considérés avec précaution. Après localisation, l'exposant se stabilise autour d'une valeur de  $0.24 \pm 0.03$ .

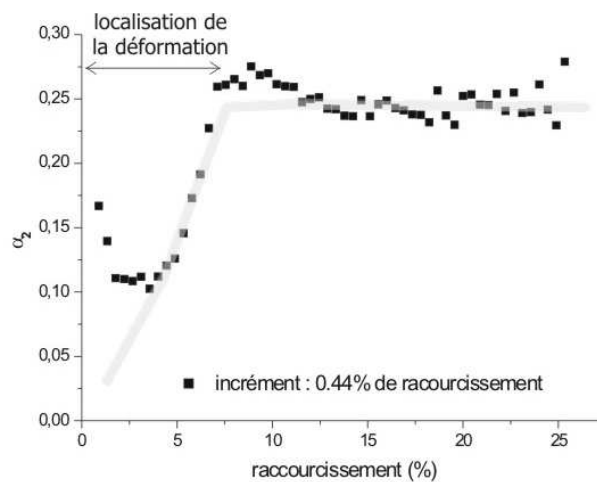


Figure 82 : Evolution de  $\alpha_2$  en fonction du raccourcissement pour l'expérience 15 (incrément de raccourcissement : 0.44%). La valeur de  $\alpha_2$  se stabilise aux environs de 0.24.

L'ensemble des calculs des exposants a également été fait sur les déformations calculées pour un incrément de raccourcissement de 1.9%. Bien que les valeurs au palier soient un peu plus faibles (0.06 pour  $\alpha_1$  et 0.20 pour  $\alpha_2$ ), les évolutions sont similaires et la dimension de corrélation calculée sera identique.

Les exposants  $\alpha_1$  et  $\alpha_2$  peuvent être reliés à la dimension de corrélation  $D_c$  en utilisant la caractérisation multifractale. En effet, (selon 3.3 – Caractérisation multifractale pour  $q=2$  d'après les équations 3-11 et 3-12) :

$$M_2(R) \sim R^{(2-1)D_2} \sim R^{D_2}$$

$$\text{et } M_2(R) = \frac{\sum_i (I(i)^2)}{\left[ \sum_i I(i) \right]^2}$$

$$\text{Or, } M_2(R) = \frac{\sum_i (I(i)^2)}{\left[ \sum_i I(i) \right]^2} = \frac{1}{N_R} * \frac{\sum_i (I(i)^2)}{N_R} * \frac{N_R^2}{\left[ \sum_i I(i) \right]^2} \quad (3-17)$$

$N_R$  est le nombre de carrés de côté  $R$  (échelle de résolution) nécessaire pour couvrir la surface totale  $S$  sur laquelle est calculée la moyenne des déformations  $\langle I \rangle$  ainsi que la moyenne des déformations au carré  $\langle I^2 \rangle$  :

$$\langle I \rangle = \frac{\sum_i I(i)}{N_R} \quad \text{et} \quad \langle I^2 \rangle = \frac{\sum_i (I(i)^2)}{N_R} \quad (3-18)$$

avec  $N_R = S/R^2$ .

$$\text{D'où : } M_2(R) = \frac{1}{N_R} * \frac{1}{(\langle I \rangle^2)} * \langle I^2 \rangle \quad (3-19)$$

D'après les équations précédentes :

$$R^{D_2} \sim R^2 * R^{-\alpha_2} * R^{2\alpha_1} \quad (3-20)$$

$$\text{d'où : } D_2 = D_C = 2 - \alpha_2 + 2\alpha_1 \quad (3-21)$$

La dimension de corrélation  $D_C$  peut ainsi être obtenue à partir de  $\alpha_1$  et  $\alpha_2$  via l'équation 3-21. La dimension de corrélation moyenne prévisible après localisation est donc de  $2 - 0.24 + 2 * 0.08 = 2 - 0.20 + 2 * 0.06 = 1.92$ . La Figure 83 présente l'évolution de la dimension de corrélation calculée pour des incréments de 0.44% et de 1.9%.

La description de l'évolution de la dimension de corrélation permet de quantifier l'organisation spatiale de l'intensité de la déformation observable sur les images du champ de déformation. Au début de l'expérience, la dimension de corrélation tend vers 2, la déformation est répartie de façon homogène à la surface de l'expérience. La phase pré-localisation se traduit par un abaissement de la valeur de  $D_c$ . Vers 7% de raccourcissement, la déformation est localisée sur un réseau assez dense dont l'organisation spatiale est caractérisée par la dimension de corrélation  $D_C = 1.92$ . Entre 7 et 14%, la dimension de corrélation augmente légèrement puis décroît de 1.93 à 1.90 entre 14 et 25%. A 24.5%

de raccourcissement, la déformation s'est effectivement localisée le long des bandes centrales en abandonnant les failles des domaines extrudés ; la déformation semble globalement plus localisée.

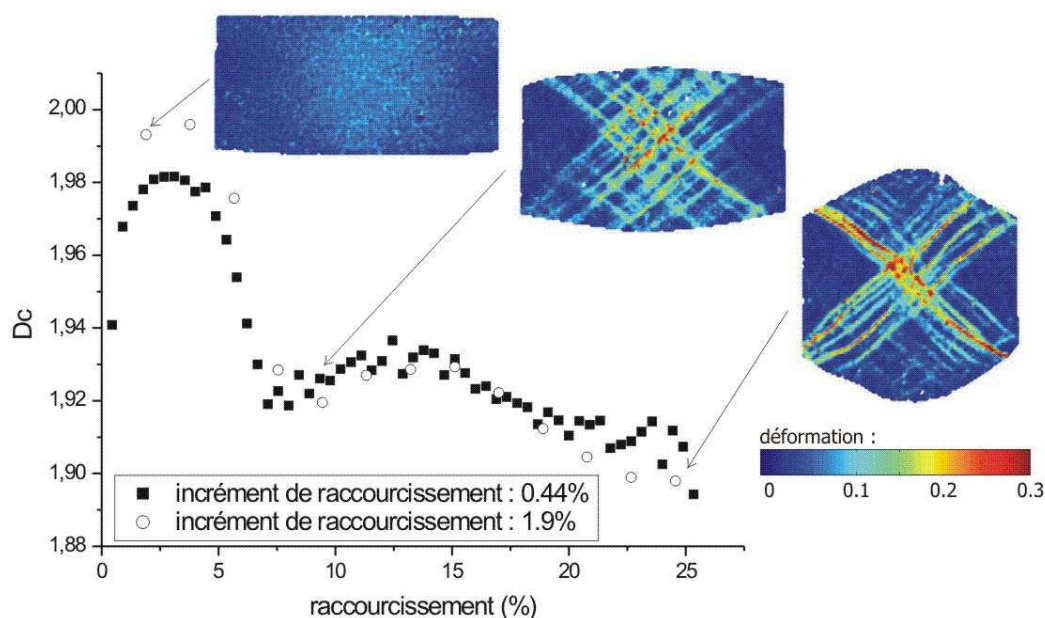


Figure 83 : Evolution de la dimension de corrélation  $D_c$  pour l'expérience 15 à partir des calculs de la déformation pour un raccourcissement incrémental de 0.44% et 1.9%. Les champs de déformations calculés sur un incrément de 1.9% sont représentés à trois stades de raccourcissement : 1.9%, 9.4% et 24.5%.

En fin de localisation, l'organisation spatiale de l'intensité des déformations définit un réseau sur lequel les failles se mettent en place. Par la suite, la légère augmentation de la dimension de corrélation est liée à une diminution des fluctuations de l'intensité de la déformation locale, se traduisant par une diminution de l'exposant  $\alpha_2$ . L'exposant  $\alpha_1$  diminue également, mais possède un poids inférieur dans la valeur finale de  $D_c$ , car la moyenne des déformations est moins sensible aux fluctuations locales de l'intensité des déformations que la moyenne des carrés. L'apparition de nouvelles failles, venant redistribuer les déformations, pourrait être à l'origine de la diminution des fluctuations. Enfin, la diminution de la dimension de corrélation après 14% de raccourcissement pourrait être attribuée à l'effet des conditions aux limites qui tend à localiser la déformation le long de deux bandes conjuguées orientées à environ  $30^\circ$  de la direction principale de compression.

Le calcul de  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$  et  $D_c$  permettent de caractériser l'organisation spatiale des déplacements via le calcul de la déformation en fonction de l'échelle de résolution.

#### 4.3. Evolution de la moyenne des déformations au carré $\langle I^2 \rangle$ à résolution constante (échelle d'observation variable ; analyse scalaire)

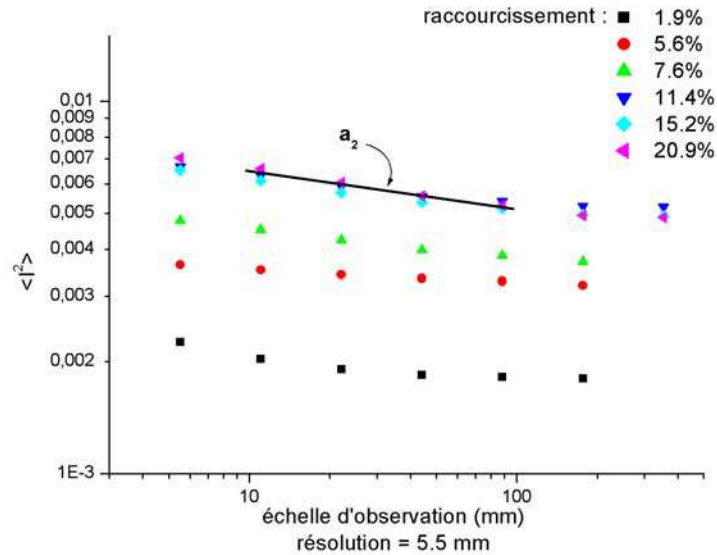


Figure 84 : Evolution de la moyenne des déformations au carré  $\langle I^2 \rangle$  en fonction de l'échelle d'observation.  $-a_2$  est la pente de la droite représentant la loi de puissance dans une échelle log-log. L'incrément de raccourcissement est de 1.9%.

Les déformations ont également été analysées en faisant varier l'échelle d'observation mais en gardant la même échelle de résolution (cf. Figure 70-A). Les déformations ont été calculées pour une échelle de résolution de 5.5 mm. La Figure 84 présente l'évolution de la moyenne des déformations au carré  $\langle I^2 \rangle$  en fonction de l'échelle d'observation. Dans cette méthode de calcul,  $\langle I \rangle$  est constante quelle que soit l'échelle d'observation.

De la même façon que précédemment, une décroissance en loi de puissance peut être observée et un exposant  $a_2$  peut être calculé de telle sorte que :

$$\langle I^2 \rangle \sim S^{-a_2} \text{ où } S \text{ est l'échelle d'observation.} \quad (3-22)$$

La Figure 85 présente l'évolution de l'exposant de la loi de puissance  $a_2$  en fonction du raccourcissement. La loi de puissance a été définie pour des échelles d'observation comprises entre 11 et 177 mm. La valeur du premier point est probablement surestimée à cause de valeurs aberrantes liées au début de la déformation et à la stabilisation de l'expérience. Au-delà de 177 mm, il y a stabilisation de la déformation moyenne.



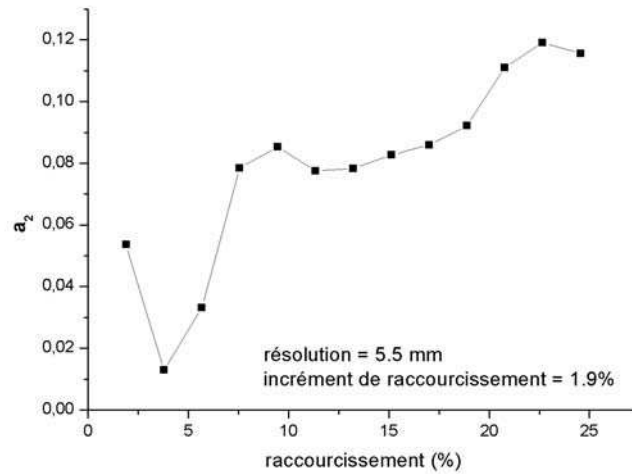


Figure 85 : Evolution de l'exposant  $a_2$  calculé sur la moyenne des déformations au carré au cours du raccourcissement.

Par la suite, l'exposant  $a_2$  peut être relié de la même façon que  $\alpha_1$  et  $\alpha_2$  à la dimension de corrélation (cf. équation 3-21). L'exposant  $a_1$  est nul dans cette méthode puisque la déformation moyenne est constante quelle que soit l'échelle d'observation.  $D_c$  vaut alors :

$$D_c = 2 - a_2 + 2 \cdot a_1 = 2 - a_2.$$

La Figure 86 présente l'évolution de la dimension de corrélation  $D_{CS}$  calculée en faisant varier l'échelle d'observation. Elle est comparée à l'évolution de  $D_{CR}$  (dimension de corrélation calculée en faisant varier l'échelle de résolution).

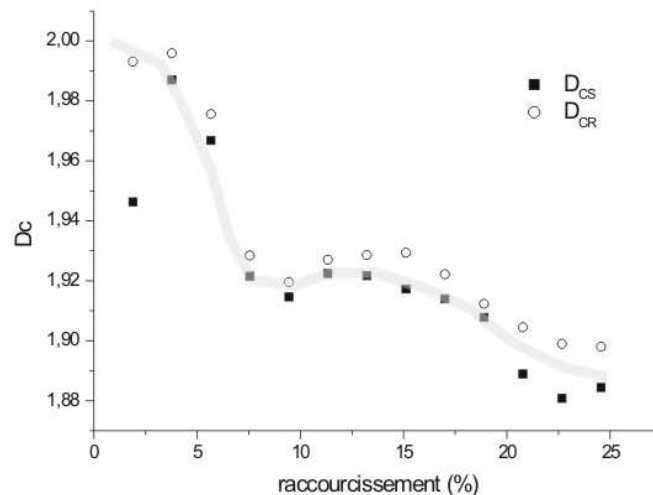


Figure 86 : Evolution de la dimension de corrélation  $D_{CS}$  en fonction du raccourcissement.  $D_{CS}$  correspond à la dimension de corrélation calculée en faisant varier l'échelle d'observation et en gardant la résolution constante.  $D_{CR}$  correspond à la dimension de corrélation calculée en faisant varier l'échelle de résolution.

La déformation est répartie de façon homogène au début du raccourcissement (le premier point  $D_{CS}$  à 1.9% de raccourcissement a une valeur aberrante) puis la localisation de la déformation se traduit par une chute de la dimension de corrélation qui se stabilise à une valeur de 1.92. Comme précédemment, au-delà de 15% de raccourcissement, la dimension de corrélation diminue encore. Cette chute est attribuée aux conditions aux limites qui tendent à localiser la déformation le long de bandes conjuguées. La concordance entre les deux méthodes pour le calcul de la dimension de corrélation est particulièrement satisfaisante (cf. Figure 86). Par la suite, seule la méthode avec changement d'échelle de résolution sera conservée.

#### **4.4. En résumé**

**Lors de la compression uni-axiale d'une expérience sable/silicone, la déformation moyenne augmente avec le raccourcissement pendant la phase de localisation, puis se stabilise. Cette déformation moyenne peut être reliée à une longueur caractéristique  $L^*$  de la taille de la zone réellement déformée.**

**La localisation de la déformation s'accompagne d'une augmentation de surface, dont la valeur maximale correspond à l'apparition des premières failles visibles.**

**Pour un état de raccourcissement donné, l'évolution de la déformation moyenne  $\langle I \rangle$  et de la moyenne des déformations au carré  $\langle I^2 \rangle$  avec l'échelle de résolution suivent une loi de puissance. Les exposants de ces lois de puissance  $\alpha_1$  et  $\alpha_2$  permettent de calculer la dimension de corrélation  $D_c$ , qui traduit l'organisation spatiale des déformations.**

## 5. Rôle du couplage fragile/ductile dans le processus de localisation

L'analyse des champs de déformations incrémentaux a montré sur l'expérience 15 ( $\Gamma=1.6$ ) que la mise en place de la localisation ainsi que l'organisation spatiale des déformations pouvaient être quantifiées pour une rhéologie donnée. L'influence de la rhéologie est maintenant testée, en analysant des expériences présentant un paramètre fragile/ductile  $\Gamma$  différent. L'objectif est de mettre en évidence le rôle de la rhéologie sur la « vitesse de localisation » et sur les lois d'échelle pouvant exister. Il s'agit de comprendre comment le passage d'une vitesse à une autre ou d'une loi d'échelle à une autre se produit.

### 5.1. Vitesse de localisation

Les longueurs caractéristiques  $L^*$  ont été déduites de la déformation moyenne calculée sur de petits incréments de déformation (entre 0.4 et 0.6 % de raccourcissement). La résolution choisie correspond à une maille dont le côté représente 5.5% de la longueur initiale. L'évolution de  $L^*$  rend compte de l'état de la localisation globale dans l'expérience au cours du raccourcissement. Plus  $L^*$  est faible, plus le processus de localisation est avancé. La Figure 87 présente l'évolution de la longueur caractéristique de la déformation pour des expériences présentant différents paramètres fragiles/ductiles. L'évolution de  $L^*$  est exprimée en fonction du raccourcissement et  $L^*$  est normalisée par rapport à la longueur initiale de l'expérience pour pouvoir comparer les différentes expériences entre elles.

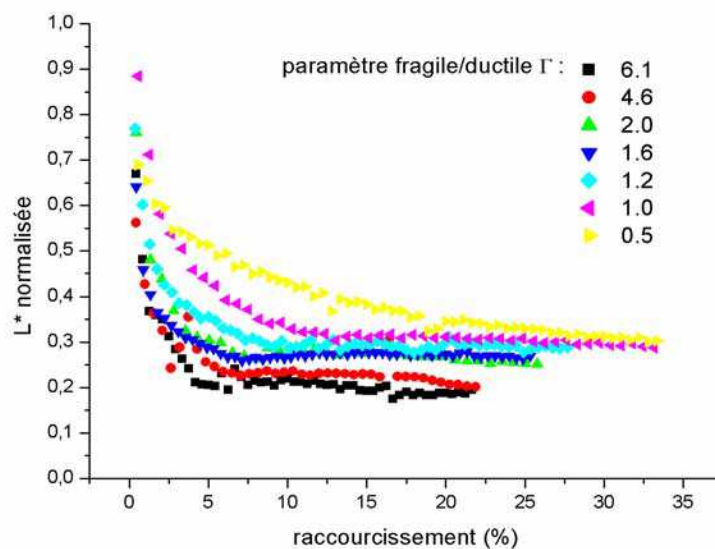


Figure 87 : Evolution de la longueur caractéristique de la déformation  $L^*$  normalisée par rapport à la longueur initiale de l'expérience en fonction du raccourcissement. Différents paramètres fragiles/ductiles ont été testés.

L'ensemble des courbes de la Figure 87 présente une décroissance de  $L^*$  sur un pourcentage de raccourcissement plus ou moins important puis une stabilisation. Plus le paramètre fragile/ductile  $\Gamma$  est important, plus la décroissance de  $L^*$  est rapide et nécessite un faible raccourcissement de

l'expérience. Au contraire, lorsque  $\Gamma$  est faible (0.5), la décroissance de  $L^*$  semble se poursuivre jusque vers la fin du raccourcissement de l'expérience (30-35%). La valeur de  $L^*$  normalisée post-localisation varie entre 0.2 et 0.31 ; les valeurs les plus faibles correspondent à de fortes valeurs de  $\Gamma$ . La longueur caractéristique  $L^*$  post-localisation dépend donc du paramètre fragile-ductile et doit être reliée à l'organisation spatiale des déformations. Plus le nombre de failles est faible, plus la déformation accumulée sera importante et plus la moyenne des déformations sera élevée (entraînant une plus faible valeur de  $L^*$ ).

En ce qui concerne la phase de localisation, une « vitesse » de localisation peut être associée à la décroissance de  $L^*$ . Dans un premier temps, la vitesse de localisation en fonction du raccourcissement semble être liée à la valeur de  $\Gamma$  (cf. Figure 87). Pour s'affranchir de cette dépendance, le raccourcissement a été multiplié par la valeur de  $\Gamma$  correspondante à chaque courbe. La Figure 88 présente l'évolution de  $L^*/L_0$  en fonction du raccourcissement multiplié par  $\Gamma$ . De manière remarquable, les courbes se superposent dans leurs parties décroissantes, pendant la phase de localisation.

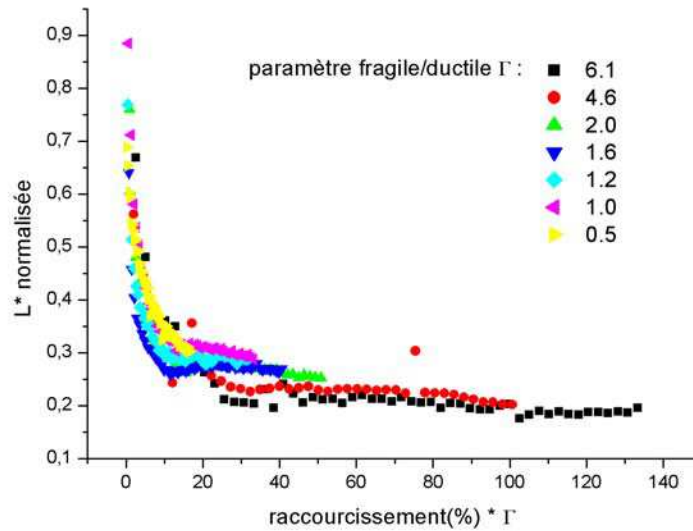


Figure 88 : Evolution de la longueur caractéristique de déformation  $L^*$  normalisée par la longueur initiale de l'expérience  $L_0$  en fonction du produit : raccourcissement \*  $\Gamma$ .

Or, multiplier le raccourcissement par la valeur de  $\Gamma$  correspondante revient à s'affranchir de la vitesse de déformation. En effet,

$$\Gamma * \text{raccourcissement} = \frac{\rho g h_{sa}^2}{\eta U} * \frac{Ut}{L_0} = \frac{\rho g h_{sa}^2}{\eta L_0} t \quad (3-23)$$

Avec  $\rho$ , masse volumique du sable,  $h_{sa}$ , épaisseur de la couche de sable,  $\eta$ , viscosité de la silicone,  $U$  vitesse de compression,  $L_0$ , longueur initiale de l'expérience et  $t$ , le temps.

L'évolution de  $L^*/L_0$  ne dépend alors plus que du temps. La Figure 89 présente l'évolution de  $L^*$  normalisée en fonction du temps réel de l'expérience. Comme dans la Figure 88, les courbes se

superposent pendant la phase de décroissance de la longueur caractéristique  $L^*$ . La Figure 89-B représente les courbes dans une échelle log-log. L'évolution de  $L^*$  normalisée semble suivre une décroissance en loi de puissance avec le temps, de la forme  $t^{-0.3}$ . La stabilisation de  $L^*$  a lieu pour des temps compris entre 6000 secondes (1h 40min) pour un  $\Gamma$  de 1 et 13000 secondes (3h 37min) pour un  $\Gamma$  de 6.1. De même, la décroissance ne semble pas se mettre en place immédiatement ; sur l'expérience présentant un  $\Gamma$  de 0.5, la décroissance en loi de puissance se met en place vers 1300 secondes (cf. Figure 89-B). Avant, la longueur caractéristique décroît mais beaucoup plus faiblement. Pour les autres courbes, il est difficile d'observer cette faible décroissance de  $L^*$  dans les premiers temps, dans la mesure où le nombre de photos n'est pas suffisant. Le faible nombre de photos pour l'expérience à fort  $\Gamma$  est d'ailleurs peut-être responsable de la forte valeur de l'exposant de la loi de puissance calculée (cf. Tableau 7).

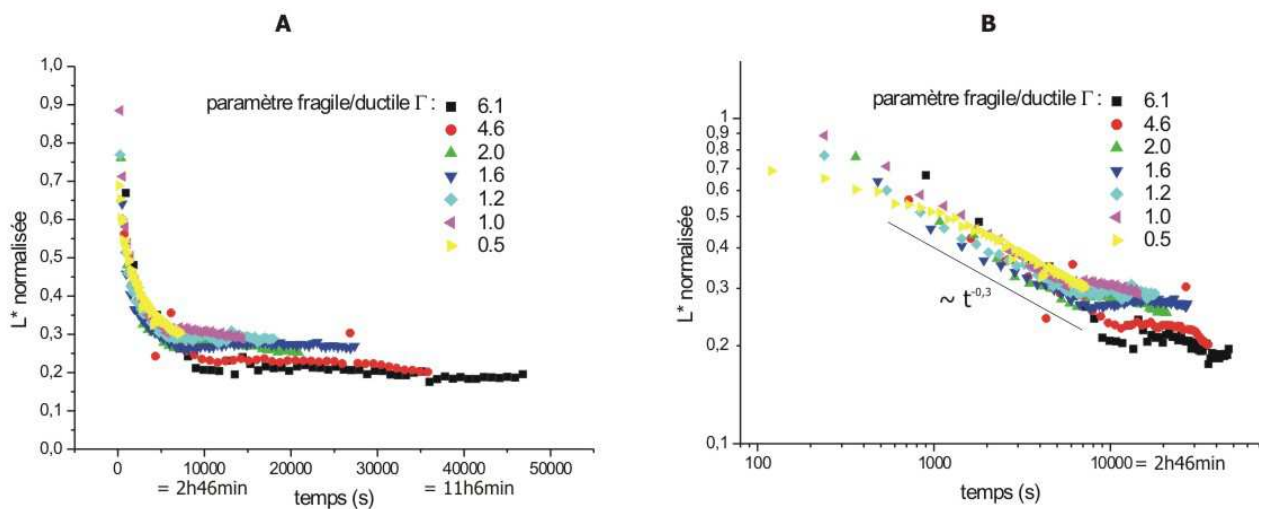


Figure 89 : Evolution de  $L^*/L_0$  en fonction du temps réel  $t$  de l'expérience. A- échelle normale.

B- échelle log-log, la droite noire représente une loi de puissance d'exposant  $-0.3$ .

Le Tableau 7 présente les valeurs des exposants des lois de puissance calculées sur les différentes courbes.

$\Gamma$	Bornes inférieures (s)	Bornes supérieures $t_f$ (s)	Exposant $e$ $t^{-e}$	Début de la stabilisation $t_f$ (h-min)	Valeur de $L^*/L_0$ stabilisée (au début)
6.1	2700	12600 ?	0.44	3h30 ?	0.20
4.6	720 - 2520	10620	0.31 - 0.26	2h57	0.23
2.0	1080	7080	0.32	1h58	0.27
1.6	480 - 2400	6720	0.30 - 0.26	1h52	0.27
1.2	540 - 2340	6640	0.28 - 0.29	1h49	0.29
1.0	840 - 1140	6240	0.33 - 0.34	1h44	0.31
0.5	1320	7200	0.28	N'existe pas	-

Tableau 7 : Valeurs des exposants des lois de puissance définies sur la décroissance de  $L^*/L_0$  en fonction du temps. Les bornes inférieures et supérieures pour le calcul, ainsi que le temps et la valeur de  $L^*/L_0$  correspondant au début de la stabilisation, sont donnés.

L'ensemble des courbes présente un exposant de la loi de puissance de  $0.3 \pm 0.05$  (sauf pour la courbe  $\Gamma=6.1$  dont l'exposant est plus fort). La moyenne des exposants donne une valeur de 0.32. Le temps d'arrêt de la décroissance de  $L^*/L_0$  est donné par le début de la stabilisation et est appelé  $t_f$ . Ce temps final de la décroissance dépend du paramètre fragile/ductile  $\Gamma$  de manière linéaire (cf. Figure 90). Il est à noter que l'ensemble des  $t_f$  appartient à un intervalle de temps d'1h30 (entre 6000 et 12000 s), ce qui est court par rapport à la durée moyenne d'une expérience ( $\sim 10$ h). La phase de localisation se fait donc sur une période de temps assez similaire pour l'ensemble des expériences. Pour des expériences présentant un paramètre de localisation inférieur ou égal à 0.5, la localisation n'a pas lieu, et la longueur caractéristique semble ne pas se stabiliser.

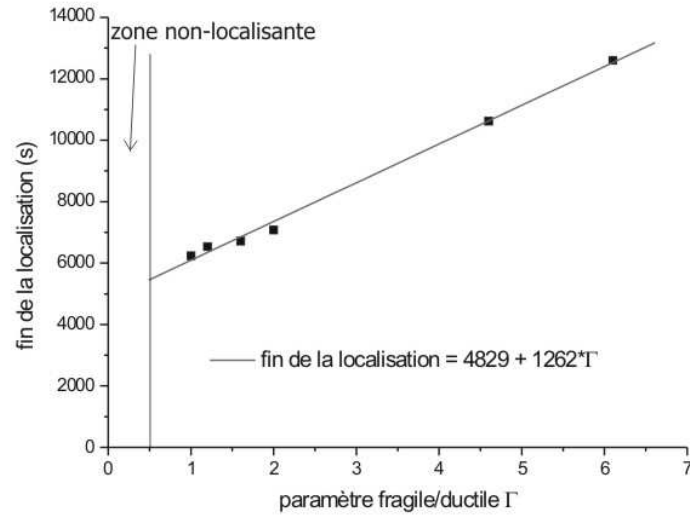


Figure 90 : Temps de fin de localisation  $t_f$  en fonction du paramètre fragile/ductile. L'équation de la régression linéaire est donnée sur le graphe. Le coefficient de corrélation  $R$  vaut 0.999.

Ainsi, la vitesse de localisation, correspondant à la décroissance de la longueur caractéristique  $L^*$ , apparaît indépendante du paramètre fragile/ductile lorsqu'elle est exprimée en fonction du temps. Son évolution peut s'exprimer sous forme d'une loi de puissance donnée par la formule suivante :

$$\frac{L^*}{L_0} \sim \psi t^{-0.3} \text{ pour } t_d < t < t_f \quad (3-24)$$

Cette fonction est définie pour un temps  $t$  compris  $t_d$  et  $t_f$ .  $t_d$  correspond au temps pour lequel  $L^*/L_0$  est égal à 1 (valeur maximale). Pour des temps inférieurs à  $t_d$ , la valeur de  $L^*/L_0$  est supposée rester constante ou faiblement décroissante. La valeur de  $t_d$  moyenne pour l'ensemble des expériences peut être estimée à 100 s (cf. Figure 89, en poursuivant les courbes jusqu'à une valeur de  $L^*/L_0$  égale à 1).  $t_f$  correspond au temps d'arrêt de la décroissance principale de  $L^*/L_0$ , comme vu précédemment.  $\psi$  est une constante qui varie entre 3.4 et 4.5.

La valeur de l'exposant est indépendante de  $\Gamma$ . Parmi les paramètres influents, la viscosité associée à la vitesse de compression pourrait être envisagée. Cependant, dans la série d'expériences exposée, la viscosité est un paramètre à faible variation d'amplitude (entre 3 et  $5 \cdot 10^4$  Pa.s). L'effet de ses variations ne peut donc être testé. L'exposant est en revanche insensible aux variations de la vitesse de compression. Il se pourrait que le nombre d'Argand ait également une influence : cela sera étudié au paragraphe 6 de ce chapitre.

## 5.2. Loïs d'échelles

La localisation de la déformation est mise en évidence par l'augmentation de la déformation moyenne au cours du temps (et par la décroissance de la longueur caractéristique  $L^*$ , respectivement). L'organisation spatiale de la déformation va être décrite par l'analyse à différentes échelles de la

déformation moyenne. La méthode concentrique a donc été appliquée à des expériences présentant différents paramètres fragiles/ductiles. De façon similaire à l'étude de l'expérience 15, des lois d'échelle sont définies.

$\Gamma$	$\alpha_1$ moyen	$\alpha_2$ moyen	Dc moyen
6.1	$0.26 \pm 0.06$	$0.9 \pm 0.2$	1.62
4.6	$0.21 \pm 0.03$	$0.7 \pm 0.06$	1.72
2.0	$0.07 \pm 0.03$	$0.25 \pm 0.15$	1.89
1.6	$0.08 \pm 0.03$	$0.24 \pm 0.05$	1.92
1.2	$0.07 \pm 0.03$	$0.15 \pm 0.03$	1.99
1.0	$0.04 \pm 0.02$	$0.1 \pm 0.03$	1.98
0.5	$0.05 \pm 0.02$	$0.1 \pm 0.05$	2

Tableau 8 : Exposants  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$  et Dc moyens après localisation calculés pour différents paramètres fragiles/ductiles. L'incrément pour les calculs de déformation vaut entre 0.4% et 0.6%.

Le Tableau 8 présente les valeurs des exposants  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$  et Dc moyens calculés après localisation de la déformation en fonction de  $\Gamma$  pour des déformations mesurées sur de petits incréments de raccourcissement (entre 0.4% et 0.6%).  $\alpha_1$  ( $\alpha_2$ , respectivement) correspond à l'exposant de la loi de puissance observée l'évolution de la moyenne des déformations  $\langle I \rangle$  (la moyenne des déformations au carré  $\langle I^2 \rangle$ , respectivement) avec l'échelle. Dc est la dimension de corrélation (cf. §4.2). Les mêmes exposants ont été calculés pour des incréments de déformation de 2% ; les valeurs de dimension de corrélation Dc obtenues sont similaires.

Ces exposants caractérisent les fluctuations de l'intensité de la déformation. Comme mentionné précédemment, l'exposant  $\alpha_2$  met davantage en valeur ces fluctuations que  $\alpha_1$ . Cependant, il est remarqué que  $\alpha_1$  n'est pas constant contrairement aux études qui garderaient une résolution constante (cf. § 3.2) dans le calcul des déformations moyennes. Dans la mesure où, dans les théories d'homogénéisation, la déformation moyenne intervient dans la définition des courbes contrainte – déformation, la variation de  $\alpha_1$  en fonction de l'échelle ne permet pas de définir une courbe  $\sigma=f(\epsilon)$  unique.

Pour illustrer l'influence du paramètre fragile/ductile sur les exposants calculés, la Figure 91 présente l'évolution de  $\alpha_1$  et  $\alpha_2$  en fonction de  $\Gamma$ .



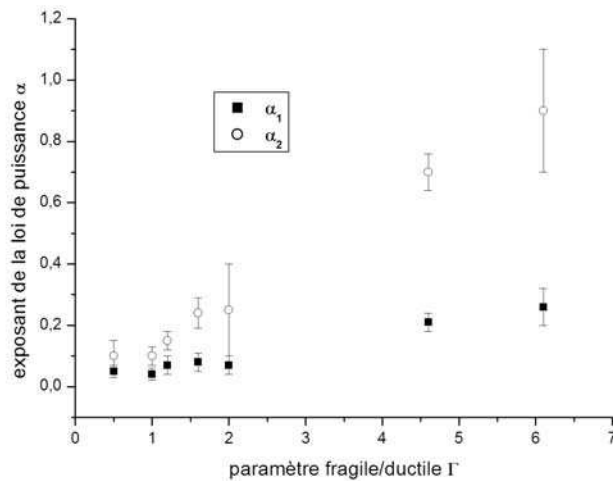


Figure 91 : Evolution des exposants moyens des lois de puissance calculés après localisation en fonction du paramètre fragile/ductile  $\Gamma$ .

D'après la Figure 91,  $\alpha_1$  et  $\alpha_2$  augmentent plus ou moins linéairement avec  $\Gamma$  en proportions différentes pour chacun des exposants.

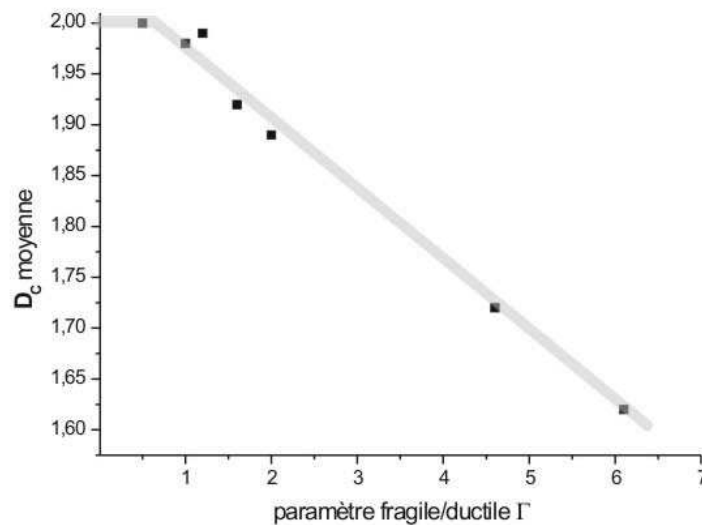


Figure 92 : Evolution de la dimension de corrélation  $D_c$  après localisation avec le paramètre fragile/ductile  $\Gamma$ .  $D_c$  est calculée à partir des valeurs moyennes de  $\alpha_1$  et  $\alpha_2$ .

La Figure 92 présente l'évolution de la dimension de corrélation  $D_c$  calculée à partir des exposants  $\alpha_1$  et  $\alpha_2$  selon l'équation 3-21 en fonction du paramètre fragile/ductile. Pour des valeurs de  $\Gamma$  égales à 0.5, la déformation reste répartie de façon homogène à la surface de l'expérience ( $D_c = 2$ ). Pour des valeurs inférieures à 0.5, la répartition est supposée être également homogène. Au contraire, pour des valeurs plus importantes de  $\Gamma$ , la dimension de corrélation diminue de façon linéaire avec  $\Gamma$  (avec une

pente de  $-0.07$ ). Elle atteint une valeur de 1.62 pour un  $\Gamma$  de 6.1. Cette décroissance de la dimension de corrélation est cohérente avec la décroissance de la dimension fractale calculée sur les réseaux de failles (Davy et al., 1995).

L'organisation spatiale des déformations dépend donc de la rhéologie du milieu (décrite par  $\Gamma$ ) et peut être caractérisée par des lois d'échelles dont les exposants dépendent de la rhéologie du milieu.

L'organisation spatiale des déformations n'est cependant pas acquise dès le début du raccourcissement. L'évolution de la dimension de corrélation au cours du raccourcissement a été étudiée sur quelques expériences (cf. Figure 93). La dimension de corrélation est égale à 2 au début du raccourcissement. Puis elle va décroître et atteindre une valeur qui dépend linéairement de la rhéologie du milieu (cf. Figure 92). Enfin, elle se stabilise à un niveau moyen tout en présentant des fluctuations. Ces fluctuations sont probablement liées à l'existence, à l'apparition ou à la croissance des failles ; elles témoignent du « dynamisme » du système après localisation. Les fluctuations de la valeur de  $D_c$  sont d'autant plus importantes que le paramètre fragile/ductile est important. En effet, dans le cas d'expériences très localisantes, le nombre de failles étant très faible, l'apparition d'une faille ou l'arrêt d'activité d'une faille aura une répercussion plus importante sur l'organisation des déformations dans le milieu. Le lien entre la déformation et les failles sera traité dans le chapitre IV.

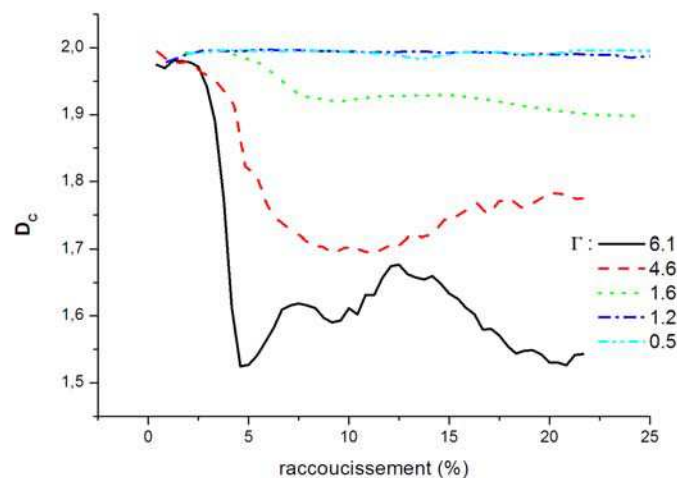


Figure 93 : Evolution de la dimension de corrélation  $D_c$  en fonction du raccourcissement pour des expériences présentant différents paramètres fragiles/ductiles.

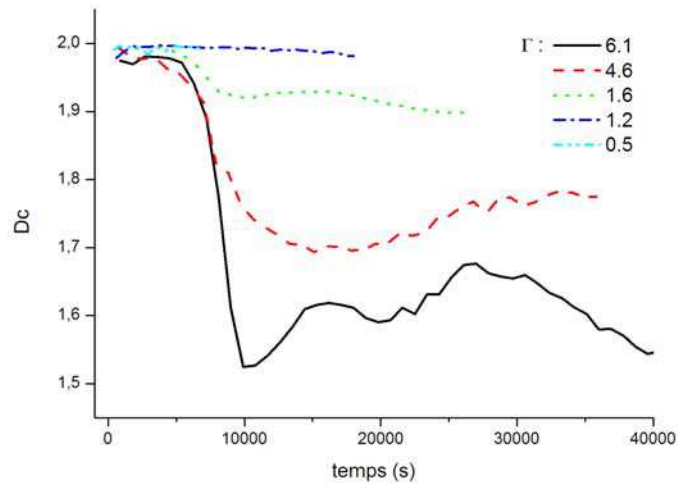


Figure 94 : Evolution de la dimension de corrélation  $D_c$  en fonction du temps pour des expériences ayant différents paramètres fragiles/ductiles

Dans la mesure où l'évolution de la localisation est uniquement dépendante du temps (cf. 5.1), l'évolution de  $D_c$  a également été exprimée en fonction du temps (cf. Figure 94). Une meilleure concordance temporelle dans les décroissances des  $D_c$  est effectivement observée. La décroissance, quand elle a lieu, semble commencer vers 4000 secondes (1h7min). La décroissance principale de  $D_c$  se termine aux alentours de 1000 secondes.

De plus, la fin de la chute principale de  $D_c$  a lieu en général (sauf pour l'expérience très localisante ;  $\Gamma=6.1$ ) plus tardivement que la stabilisation de la déformation moyenne. Il y a donc une différence entre la localisation de la déformation moyenne dans le système et la localisation de la déformation le long de structures plus fines telles que les failles. En effet, une même déformation moyenne peut correspondre soit à une répartition homogène de cette déformation dans le système, soit à une répartition localisée le long de quelques failles uniquement. Ainsi, si la déformation moyenne diminue au cours du temps de façon similaire dans les expériences à  $\Gamma=1.6$  et à  $\Gamma=1.2$ , l'évolution de  $D_c$  est radicalement différente. Dans un cas,  $D_c$  reste constante autour d'une valeur de 1.99-2. Dans l'autre,  $D_c$  décroît au cours du temps jusqu'à une valeur de 1.92 (cf. Figure 93 et Figure 94). La chute de la déformation moyenne ne suffit donc pas à caractériser entièrement la localisation.

Dans le cas de l'expérience présentant un paramètre fragile/ductile de 0.5, une chute de la déformation moyenne est observée ; cependant la dimension de corrélation reste égale à 2. En fin d'expérience, un réseau de failles très dense à peine visible se distingue effectivement, mais celui-ci est réparti de façon uniforme à la surface de l'expérience et la déformation ne semble pas se stabiliser. Cette expérience est effectivement classée à la frontière entre expérience localisante et non localisante.

Un critère de localisation serait donc la prise en compte non seulement de la chute mais également de la stabilisation de la déformation moyenne. Enfin, en parallèle, la décroissance de  $D_c$  est un critère majeur pour la localisation sauf pour les faibles valeurs du paramètre fragile/ductile.

### 5.3. Notion de longueur de corrélation

Dans la mesure où les expériences ont une taille finie, les lois d'échelles ne peuvent se prolonger à l'infini. Au-delà d'une certaine longueur, appelée longueur de corrélation  $\xi$ , le paramètre mesuré (la déformation moyenne ou la moyenne des déformations au carré en l'occurrence) est supposé se stabiliser et devenir invariant en fonction de l'échelle. La longueur de corrélation correspond de manière générale à la distance maximale (ou moyenne) d'influence entre les différents points du système. Au-delà de cette distance, il n'y a plus de corrélation entre les points de mesure.

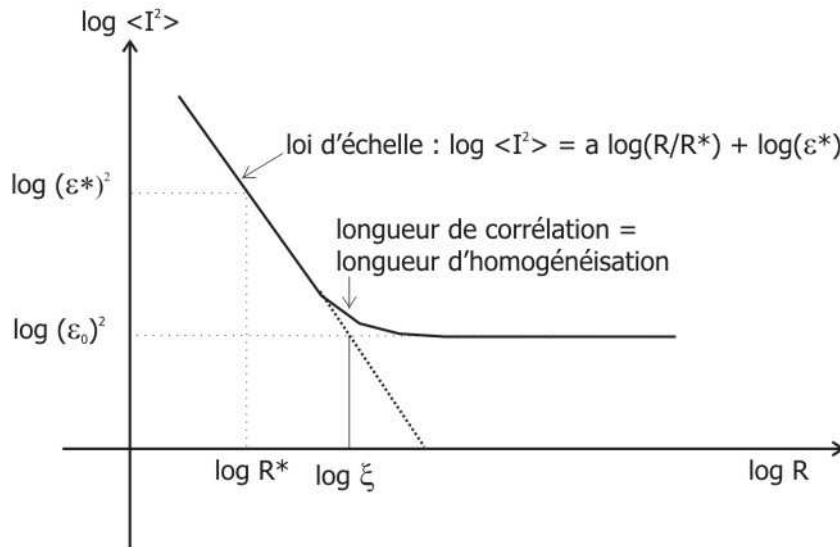


Figure 95 : Modèle attendu pour la stabilisation de la déformation moyenne au carré  $\langle I^2 \rangle$  au-delà de la longueur de corrélation  $\xi$ .  $R$  correspond à l'échelle de résolution. La loi d'échelle (décroissance en loi de puissance) est donnée dans une échelle log-log :  $a$  exposant,  $(R^*, \varepsilon^{*2})$  point appartenant à la loi de puissance et  $\varepsilon_0$  est la déformation appliquée aux bornes du système.

Par analogie avec la théorie de la percolation, la Figure 95 présente l'évolution idéale attendue de la déformation moyenne  $\langle I^2 \rangle$  avec l'échelle de résolution  $R$ , et définit une façon de calculer la longueur de corrélation.  $\langle I^2 \rangle$  décroît selon une loi de puissance d'exposant «  $a$  », puis se stabilise au-delà de  $\xi$  à la valeur de la déformation incrémentale appliquée aux bornes du système. La longueur de corrélation  $\xi$  est alors définie comme l'intersection, dans un graphique log-log, entre la droite définie par la loi d'échelle et la droite constante correspondant à la déformation appliquée aux bornes du système  $\varepsilon_0$  au carré, d'où :

$$\xi = R^* \left( \frac{\varepsilon_0^2}{\varepsilon^{*2}} \right)^{1/a} \quad (3-25)$$

$(R^*, \varepsilon^{*2})$  est un point appartenant à la loi d'échelle et  $a$  l'exposant de la loi d'échelle.

Dans nos expériences, l'observation et la définition d'une longueur de corrélation posent un problème. En effet, le niveau moyen de déformation  $\varepsilon^*$  dans l'expérience est très supérieur à la valeur de la déformation appliquée aux bornes du système  $\varepsilon_0$  (d'un facteur 5 ; cf. Figure 96). De plus, même

si la stabilisation de la déformation à une valeur élevée avait lieu, celle-ci ne pourrait être observée, car aux grandes échelles, les effets de la taille finie du système influencent la valeur de la déformation et la font décroître en loi exponentielle vers la valeur de la déformation appliquée aux bornes du système (cf. Figure 96). D'autre part, la déformation moyenne  $\varepsilon^*$  augmente au cours du temps (cf. Figure 79-A) ; il se pose alors le problème de la définition de la valeur de stabilisation de la déformation.

Pour s'affranchir de ce problème de dépendance de la déformation moyenne avec le temps, la moyenne des déformations au carré  $\langle I^2 \rangle$  est normalisée par la déformation moyenne au carré  $\langle I \rangle^2$ . Le rapport  $\langle I \rangle^2 / \langle I^2 \rangle$  est appelé P. On s'affranchit ainsi des fluctuations de la déformation moyenne  $\varepsilon^*$  au cours du temps. En remarque, ce paramètre P correspond à l'inverse du paramètre  $S_2$  introduit dans la partie précédente (Sornette et al., 1993 ; Davy et al., 1995 ; Bonnet, 1997). Pour une échelle de résolution donnée, lorsque le rapport P vaut 1, c'est-à-dire  $\langle I^2 \rangle = \langle I \rangle^2$ , les fluctuations spatiales de la déformation moyenne sont lissées par l'échelle. La déformation peut alors être considérée comme homogène dans le système. Au contraire, si P est supérieur à 1, la déformation n'est pas répartie de façon homogène dans le système, mais est plus particulièrement localisée sur certaines zones.

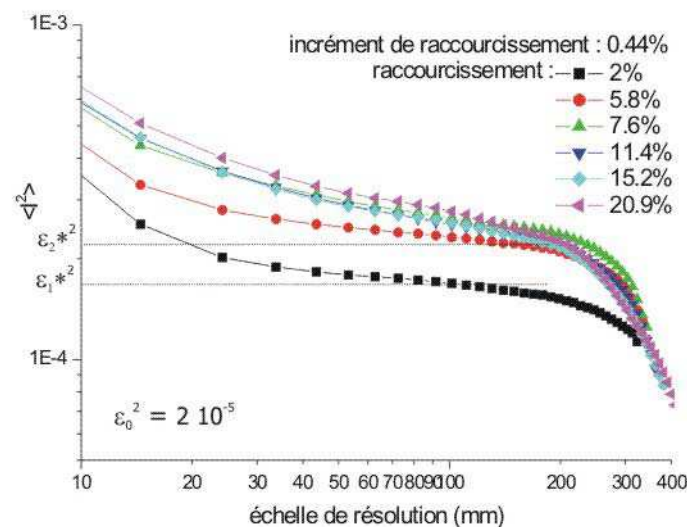


Figure 96 : Evolution de la moyenne quadratique des déformations  $\langle I^2 \rangle$  en fonction de l'échelle de résolution et du raccourcissement pour l'expérience 15 ( $\Gamma=1.6$ ).  $\varepsilon_0^2$  est le carré de la déformation appliquée aux bornes du système.

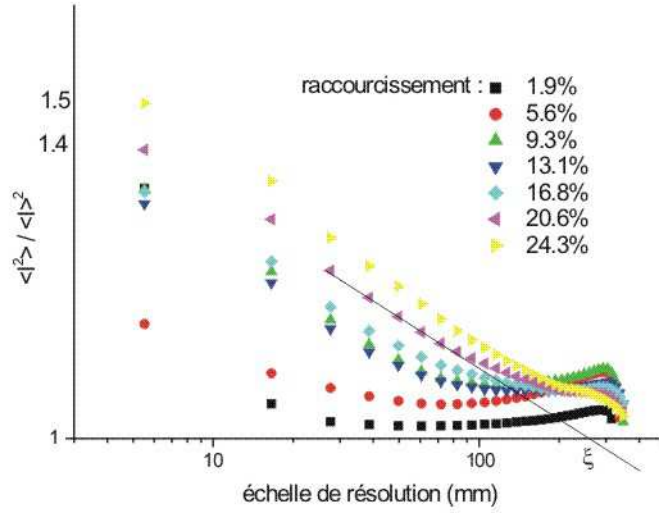


Figure 97 : Evolution du rapport  $\langle I^2 \rangle / \langle I \rangle^2$  pour l'expérience 15 ( $\Gamma=1.6$ ) en fonction de l'échelle de résolution à différents stades de raccourcissement.  $\xi$  représente la longueur de corrélation.

La Figure 97 présente l'évolution du rapport  $P = \langle I^2 \rangle / \langle I \rangle^2$  en fonction de l'échelle de résolution pour l'expérience 15 ( $\Gamma=1.6$ ). Pour un stade de raccourcissement donné,  $P$  diminue avec l'échelle de résolution en suivant une loi de puissance. Cette décroissance en loi de puissance résulte de la combinaison des deux lois de puissance que suivent  $\langle I \rangle$  et  $\langle I^2 \rangle$  en fonction de l'échelle de résolution (cf. équations 3-15 et 3-16). L'évolution de  $P$  avec l'échelle de résolution  $R$  s'écrit donc :

$$P(R) = \alpha R^{2\alpha_1 - \alpha_2} \quad (3-26)$$

$\alpha$  est une constante pour une étape de la déformation donnée.

Vers 200-250 mm, la loi de puissance n'est plus valide et les valeurs de  $P$ , pour les différents stades de raccourcissement, se stabilisent autour d'une valeur de 1.06. La rupture de pente est dans ce cas beaucoup plus nette que pour les courbes de déformation moyenne. Le cas idéal voudrait que la valeur de  $P$  se stabilise à une valeur de 1 (déformation homogène). Or, l'existence de zones d'ombre, en avant du piston et de la bordure de boîte, fait que la déformation, même pour une grande échelle de résolution, ne peut être complètement homogène.  $P$  tend vers 1 pour des tailles de mailles supérieures ou égales à la largeur de l'expérience. Quoiqu'il en soit, la stabilisation de  $P$  se fait à une valeur identique pour les différents stades de raccourcissement ; une même valeur de référence  $P_0$  (par analogie à  $\varepsilon_0$ ) peut être prise :  $P_0 = 1$ . La longueur de corrélation  $\xi$  est définie comme l'intersection entre la loi de puissance et l'axe horizontal  $P$  égal à 1 (cf. Figure 97).  $\xi$  vaut alors, d'après les équations 3-25 et 3-26 :  $P(R)=1 \Rightarrow \xi = \left(\frac{1}{\alpha}\right)^{2\alpha_1 - \alpha_2}$ .

Si la longueur de corrélation est aisément définissable après localisation, c'est-à-dire pour des raccourcissements supérieurs à 7%, il n'en est pas de même pour la période pré- et syn-localisation. En effet, l'exposant de la loi de puissance décrite par  $\langle I^2 \rangle / \langle I \rangle^2$  est variable pendant la période de

localisation. Il ne se stabilise qu'après la localisation de la déformation. De manière générale, cet exposant décrivant la décroissance du rapport  $P$  avec l'échelle reflète la façon dont les fluctuations des déformations s'organisent. On peut s'attendre à ce que cet exposant soit invariant au cours d'une même expérience. Avant la localisation de la déformation et la mise en place du réseau de failles, chaque élément évolue plus ou moins indépendamment de son voisin. Les fluctuations ne sont alors pas organisées et corrélées sur de grandes distances. Dans ce cas, on suppose qu'un exposant  $2\alpha_1 - \alpha_2$  similaire à celui trouvé après localisation existe, mais à de plus faibles résolutions non observables. Les valeurs d'exposant plus faibles, observées pendant la localisation, résultent *a priori*, du lissage des fluctuations spatiales de la déformation et ne représentent plus vraiment les variations de la déformation liées à la présence des futures failles. Elles correspondraient à la transition entre la loi de puissance décrivant les fluctuations spatiales de la déformation et la zone d'homogénéisation des déformations.

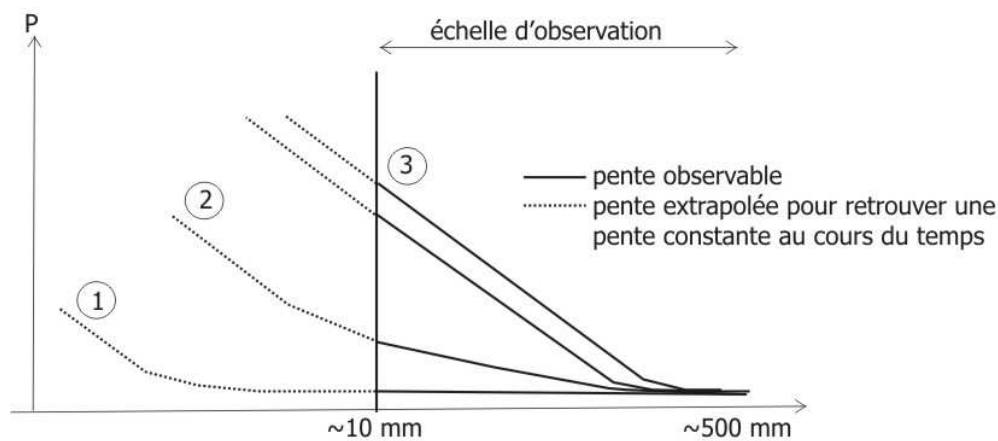


Figure 98 : Hypothèse sur la valeur de l'exposant de la loi de puissance pour le calcul de la longueur de corrélation, avant la localisation. Evolution de  $P$  en fonction de l'échelle de résolution : stade 1-début du raccourcissement ; stade 2-phase de localisation ; stade 3-post-localisation. L'hypothèse considère que l'exposant est constant mais ne peut être observé aux échelles d'observation avant localisation de la déformation; ce qui est observé correspond alors à une zone de transition.

La Figure 98 présente l'hypothèse faite sur la valeur de l'exposant avant localisation de la déformation (stades 1 et 2). Les traits pleins correspondent aux courbes observées aux échelles d'observation. Les traits pointillés sont extrapolés à des échelles inférieures, de manière à retrouver un exposant de la loi de puissance identique à celui calculé après localisation. En suivant cette hypothèse d'un exposant constant au cours du temps, la Figure 99 présente l'évolution pendant la phase de localisation de la longueur de corrélation. Les valeurs sont largement surestimées puisque la loi de puissance d'exposant  $2\alpha_1 - \alpha_2 = -0.08$  est appliquée à un point d'échelle de résolution appartenant à l'échelle d'observation et non à des échelles inférieures (cf. Figure 100). Les longueurs de corrélation, calculées pendant la phase de localisation, peuvent être ainsi surestimées de plus d'un ordre de grandeur. Quelle que soit sa valeur avant localisation, la mise en place de la longueur de corrélation est rapide et se fait pendant la phase de localisation (cf. Figure 99).

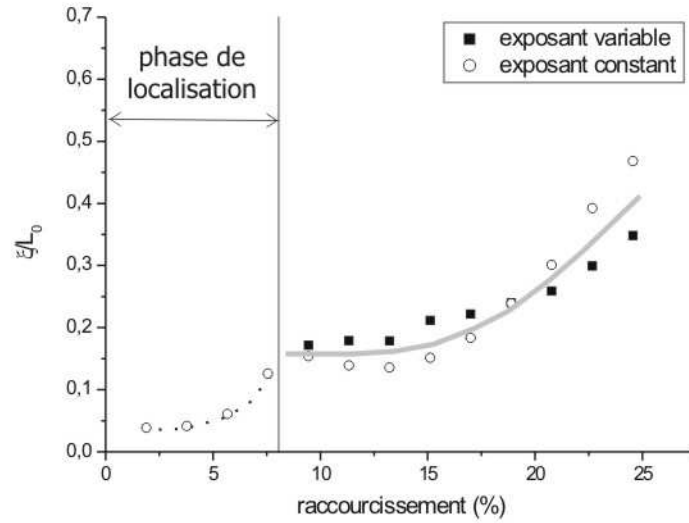


Figure 99 : Evolution de la longueur de corrélation  $\xi$  normalisée par rapport à la longueur initiale du système au cours du raccourcissement. Pendant la phase de localisation, la valeur de la longueur de corrélation est fortement surestimée (cf. Figure 100). Après localisation, la courbe grise retrace le comportement moyen de la longueur de corrélation en considérant l'exposant de la loi de puissance constant ( $= -0.08$ ) ou variable.

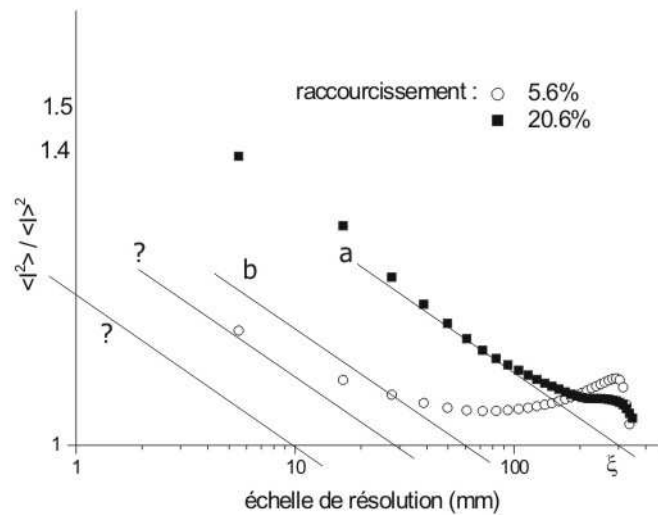


Figure 100 : Mesure de la longueur de corrélation. a- Après localisation, la loi de puissance est bien définie et présente une pente constante au cours du temps ; b- Avant et pendant la localisation, une pente identique n'est pas retrouvée : une loi de puissance est appliquée à un point appartenant à l'échelle d'observation, bien qu'elle ne satisfasse pas la pente locale. La longueur de corrélation est alors surestimée. Il n'est pas possible d'évaluer la longueur de corrélation réelle, si elle existe, car la résolution n'est pas suffisante.



Tous ces calculs et hypothèses montrent que la détermination de la longueur de corrélation est difficile pendant la phase de localisation. De même, l'existence de variations de la valeur de l'exposant de la loi de puissance sur une gamme restreinte ne peut être exclue. C'est pourquoi dans la Figure 99, après localisation, la longueur de corrélation a été calculée en prenant un exposant  $2\alpha_1 - \alpha_2$  constant à -0.08 (cercles blancs ; stabilisation des exposants  $\alpha_1$  et  $\alpha_2$  ; cf. Figure 81-A et Figure 82) ou variable (carrés noirs). La variation de  $2\alpha_1 - \alpha_2$  est de l'ordre de  $\pm 0.03$ . La longueur de corrélation est normalisée par rapport à la longueur initiale de l'expérience. Les deux méthodes (exposant variable ou constant) présentent alors des évolutions comparables (cf. Figure 99). La longueur de corrélation varie entre 0.16 et 0.4 ; c'est-à-dire entre 144 mm et 360 mm (la largeur de l'expérience initiale est de 350 mm). L'augmentation de la longueur de corrélation après localisation de la déformation semble montrer que la déformation continue à s'organiser sur des échelles de plus en plus grandes. En effet, si l'on se rapporte à l'évolution de la dimension de corrélation  $D_c$  (cf. Figure 83), celle-ci continue à décroître après 12% de raccourcissement.

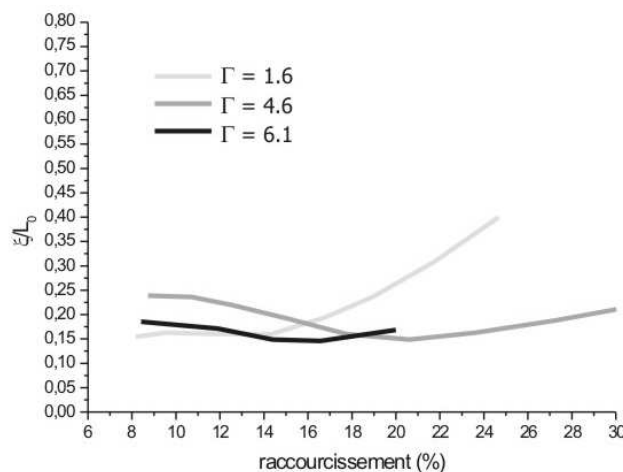


Figure 101 : Evolution de la longueur de corrélation post-localisation normalisée par la longueur initiale de l'expérience en fonction du raccourcissement et pour trois valeurs du paramètre fragile/ductile.

De la même façon, la longueur de corrélation  $\xi$  a été calculée pour des expériences présentant différents paramètres fragiles/ductiles  $\Gamma$ . Pour une valeur de  $\Gamma$  inférieure à 1.2, la dimension de corrélation ne peut être calculée. En effet, les exposants de la loi de puissance restent extrêmement faibles sur la gamme des échelles observables, même après localisation. Les longueurs calculées sont alors très importantes (très largement supérieures à la taille de l'expérience) et n'ont aucune réalité physique. En revanche, la Figure 101 présente l'évolution de la longueur de corrélation pour des expériences ayant une valeur de  $\Gamma$  supérieure à 1.2. Les courbes présentées correspondent à l'évolution moyenne de la longueur de corrélation mesurée en prenant soit un exposant constant, soit un exposant variable. Après localisation, la longueur de corrélation normalisée est comprise entre 0.16 et 0.25. Contrairement à l'évolution de l'expérience 15 ( $\Gamma = 1.6$ ), la longueur de corrélation reste assez stable au cours du raccourcissement, avec une légère inflexion au cours de son évolution, pour des valeurs de

$\Gamma$  de 4.6 et 6.1. Pour  $\Gamma=4.6$ , la longueur de corrélation est stabilisée autour de 200 mm avec un point bas à 144 mm (pour une largeur initiale du système de 350 mm). Pour  $\Gamma=6.1$ , la longueur de corrélation est stabilisée autour de 110 mm pour une largeur initiale du système de 250 mm. Dans toutes les expériences, juste après localisation, la longueur de corrélation correspond ainsi approximativement à la demi-largeur de la couche de sable. Pour l'expérience très localisante ( $\Gamma=6.1$ ), cette longueur de corrélation correspond également à la largeur des blocs les plus grands non déformés. En revanche, pour les autres expériences, la longueur de corrélation englobe plusieurs blocs non déformés.

Comme pour l'expérience 15, les variations de la longueur de corrélation post-localisation peuvent être reliées à l'évolution de la dimension de corrélation et donc implicitement à l'apparition ou à l'abandon de certaines failles. Ainsi, entre 15 et 20% de raccourcissement, la dimension de corrélation chute pour des  $\Gamma$  de 6.1 et 1.6 (cf. Figure 93) ; la déformation se concentre sur les grandes failles centrales, ce qui a pour effet d'augmenter les fluctuations de  $\langle I^2 \rangle / \langle I \rangle^2$  et donc d'augmenter la valeur de la longueur de corrélation. La « re-localisation » de la déformation, dans le cas d'une expérience présentant très peu de failles, a bien sûr moins d'impact sur la valeur de  $S_2$ , que dans le cas où le réseau est très dense, car le nombre de failles « abandonnées » est alors proportionnellement moins important. Pour  $\Gamma = 4.6$ , la dimension de corrélation augmente entre 15 et 20%. Il y a alors délocalisation de la déformation ; ce qui a pour effet de faire décroître la valeur de  $P$ , d'où la diminution de la longueur de corrélation. Toutes ces variations restent cependant faibles, en particulier sur les expériences très localisantes.

De manière générale, la similitude entre les valeurs de longueurs de corrélation trouvées pour ces différentes expériences, juste après localisation, laisse penser également à un contrôle par les conditions aux limites. En particulier, la largeur de la couche de sable, fixant l'extension maximale du réseau de failles, semble être plus spécifiquement liée aux longueurs de corrélations calculées.

## 6. Influence d'un régime compressif ou extensif sur le processus de localisation

Les expériences analysées précédemment présentaient des valeurs du nombre d'Argand, caractéristique de l'influence des forces gravitaires, aux environs de 1. Cette configuration favorisait principalement l'apparition de systèmes décrochants. La présence de matériaux plus ou moins denses va modifier ce nombre d'Argand en favorisant l'apparition de structures compressives si le nombre d'Argand est supérieur à 1 ou de structures extensives s'il est inférieur à 1. L'objectif est de connaître l'influence que peut avoir un régime compressif ou extensif sur le processus de localisation tel qu'il a été observé précédemment. Pour cela, trois expériences ont été analysées. Elles ont toutes un paramètre fragile/ductile  $\Gamma$  sensiblement identique mais un nombre d'Argand différent.

### 6.1. Expériences choisies (expérience de référence : 9)

L'expérience 9 ( $\Gamma=2.0$ ,  $Ar=0.75$ ) a été prise comme référence d'un système décrochant. Les expériences 4 et 11 représentent respectivement un système compressif et extensif. Le Tableau 9 présente les caractéristiques principales des trois expériences analysées. L'expérience 11, présentant des structures extensives, a un nombre d'Argand de 2.06. Le nombre d'Argand de l'expérience 4, représentant un système compressif, est de 0.0009. L'analyse détaillée des déformations n'a pu être faite sur l'expérience 4, faute de marqueurs adaptés.

Exp.	$\Gamma$	Ar	L (m)	V (cm/h)	Nbre de min entre chaque photo	1 pixel = x mm	F (pixels)	d (pixels)	Incrément de déformation	
									nbre de photos	(% racc.)
<b>9</b>	2.0	<b>0.75</b>	0.9	4	2	0.9524 mm	19	9	5	0.5926
							31	15	5	0.5926
							19	9	14	1.926
<b>11</b>	2.6	<b>2.06</b>	0.9	2	3	0.8333mm	15	8	6	0.5556
<b>4</b>	2.4	<b>0.0009</b>	0.9	2.7	5		-	-	-	0.111 entre chaque photo

Tableau 9 : Caractéristiques générales des expériences choisies. Dans l'ordre sont donnés : le paramètre fragile/ductile  $\Gamma$ , le nombre d'Argand  $Ar$ , la longueur initiale de l'expérience  $L$ , la vitesse de compression  $V$ , l'incrément de temps entre chaque photo (en minute), la correspondance pixel-mm, la taille  $F$  de la zone sur laquelle est calculé le déplacement, la distance  $d$  entre deux points de mesure, l'incrément de déformation en nombre de photos et en pourcentage de raccourcissement. Ces expériences appartiennent à la série M des tableaux du chapitre II.

L'évolution de la déformation et des structures des expériences 11 et 4 sont, par la suite, décrites en détail. Pour la description de l'expérience 9, se référer au paragraphe 2.5.

**a. Expérience 11 ( $Ar = 2.06$ )**

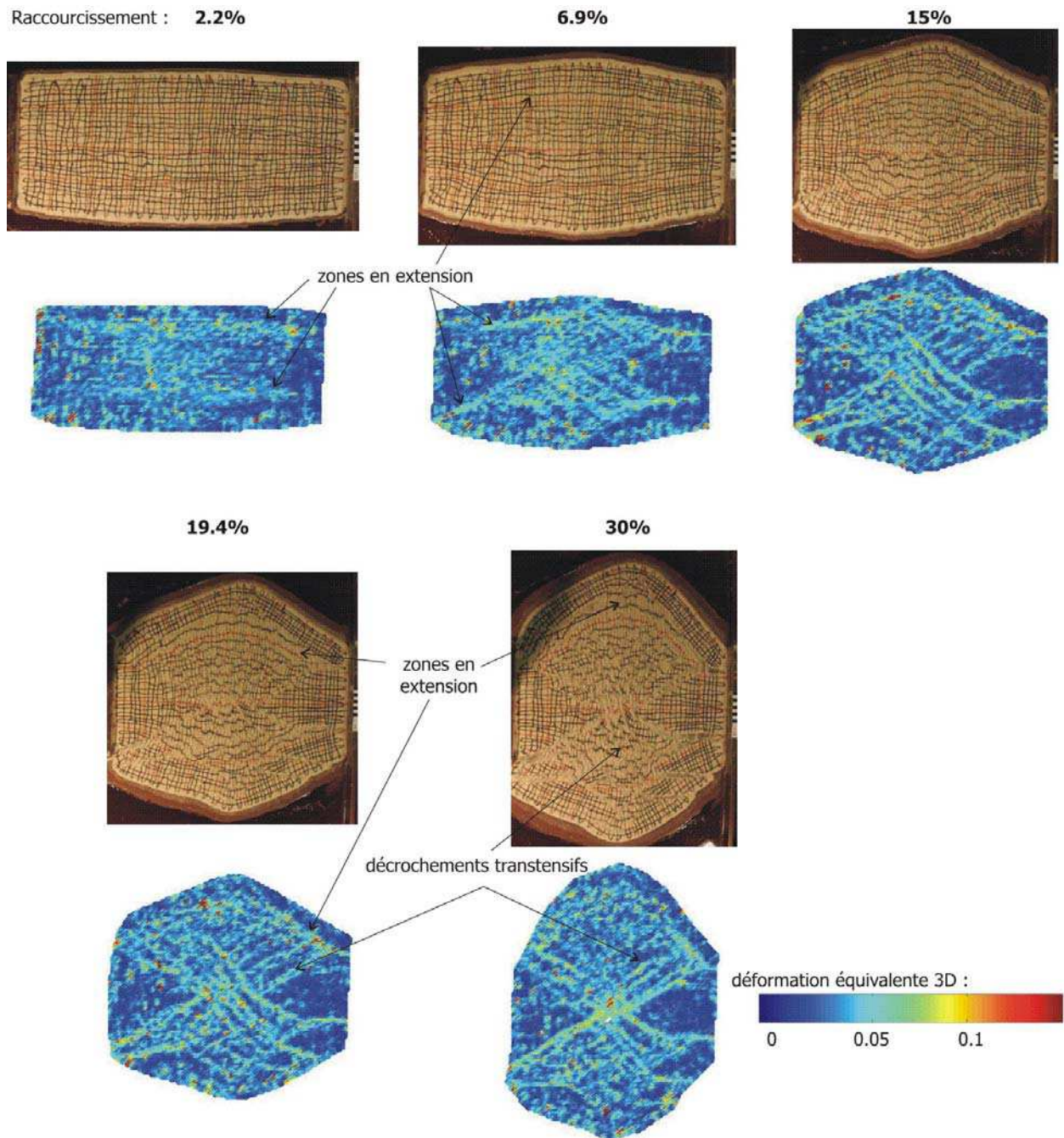


Figure 102 : Vues de dessus de l'expérience 11 et évolution de la déformation équivalente 3D à 2.2%, 6.9%, 15%, 19.4% et 30% de raccourcissement.

La Figure 102 présente l'évolution de l'expérience 11 pour différents stades de raccourcissement : 2.2%, 6.9%, 15%, 19.4% et 30%.

A 2.2%, la déformation est répartie de façon plus ou moins homogène au centre de l'expérience. Deux bandes horizontales semblent cependant plus déformées ; elles correspondent à deux zones d'extension parallèles à la direction principale de compression. Ces zones d'extension commencent à

être visibles à la surface de l'expérience pour un raccourcissement de 4%. A 6% de raccourcissement, tout le réseau central de failles, encadré par les deux bandes extensives, est visible à la surface de l'expérience. Le réseau de petites failles décrochantes, qui s'est développé, est extrêmement dense et occupe la surface de manière homogène. Entre 6.9% et 15 % de raccourcissement, le réseau de failles continue à se développer et de l'extension est associée aux décrochements, permettant une meilleure visibilité du réseau (cf. Figure 102 ; 15 % de raccourcissement). Après 15% de raccourcissement, certaines failles (centrales et associées aux bandes extensives) semblent devenir plus marquées. Cependant, l'observation de la répartition de la déformation entre 15% et 19.4% de raccourcissement laisse penser que celle-ci est accommodée de façon plus ou moins homogène sur l'ensemble du réseau de failles. En revanche, entre 19.4% et 30% de raccourcissement, la déformation se localise progressivement sur les failles centrales le long de grands décrochements transtensifs (cf. Figure 102 ; 30% de raccourcissement).

Au final (30% de raccourcissement), un réseau très dense de failles transtensives bordé par des zones extensives est obtenu. Le champ de déformation final est beaucoup plus distribué que dans l'expérience 9.

#### b. Expérience 4 ( $Ar = 0.0009$ )

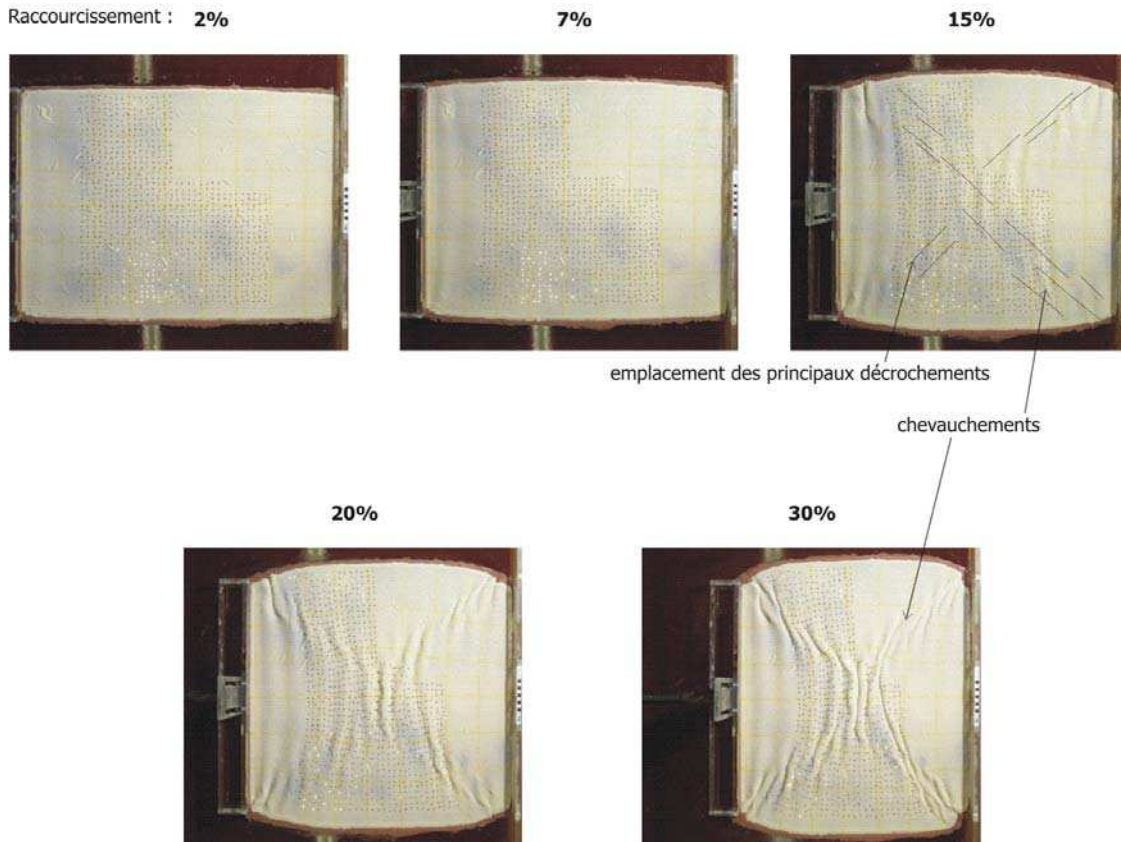


Figure 103 : Vues de dessus de l'expérience 4 prises à 2%, 7%, 15%, 20% et 30% de raccourcissement.

La Figure 103 présente l'évolution de l'expérience 4 pour différents raccourcissements : 2%, 7%, 15%, 20% et 30%. Cette expérience présente des hétérogénéités pré-existantes sous forme de coups de spatules orientés aléatoirement dans le sable. De telles hétérogénéités auraient tendance à ralentir légèrement le processus de localisation (cf. partie 2). Cependant, dans la mesure où les marqueurs ne sont pas suffisamment nombreux pour calculer le champ de déformation, l'analyse reste qualitative et le possible retard engendré par les hétérogénéités ne sera pas sensible.

A 2% de raccourcissement, aucune structure n'est visible. Vers 3% de raccourcissement, l'expérience commence à se plisser à l'avant du piston. Les premières failles décrochantes apparaissent vers 5% de raccourcissement. Ces failles sont associées aux hétérogénéités pré-existantes « bien orientées ». Des plis de grandes longueurs d'ondes (d'une dizaine de centimètres) et de faibles amplitudes commencent également à affecter toute la surface de l'expérience. Entre 7 et 15%, les failles continuent d'apparaître et les plis s'accroissent pour donner des chevauchements. Les principaux décrochements sont mis en évidence sur la Figure 103 à 15% de raccourcissement. Ces décrochements ne dépassent pas la dizaine de centimètres. Leur longueur est en partie contrôlée par la position des chevauchements. A 20% de raccourcissement, certains décrochements sont encore actifs en bordure des chevauchements ; ce qui a tendance à ré-orienter l'axe des chevauchements. A 30% de

raccourcissement, les chevauchements sont très marqués et les failles décrochantes ont été englobées dans leurs extrémités.

L'expérience 4 présente une déformation localisée le long de deux bandes transpressives centrales. Les zones de côtés apparaissent non déformées. La déformation apparaît beaucoup plus localisée que dans l'expérience 9.

**A partir de l'observation des expériences 11 et 4 et de leur comparaison avec l'expérience 9, il semble qu'un régime compressif conduise à une déformation plus localisée qu'un régime décrochant. Au contraire, un régime extensif mène à une déformation plus distribuée à la surface de l'expérience. Par contre, l'observation ne permet pas de dire si la localisation est plus ou moins rapide selon le régime associé.**

## 6.2. Influence sur la vitesse de localisation

Pour analyser la mise en place de la localisation de la déformation, la déformation moyenne a été mesurée au cours du raccourcissement. La Figure 104 présente son évolution en fonction du raccourcissement pour l'expérience 9 (décrochante) et 11 (extensive).

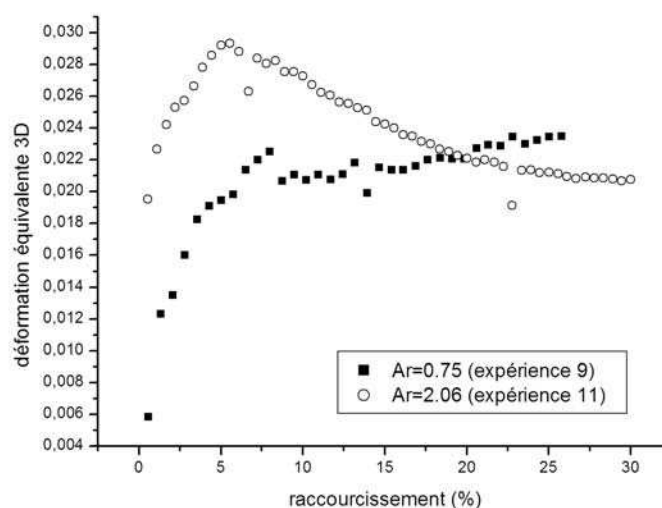


Figure 104 : Evolution de la déformation équivalente moyenne dans les expériences 9 et 11 en fonction du raccourcissement.

Dans le régime décrochant (expérience 9), la déformation passe de 0.006 qui correspond au raccourcissement appliqué aux bornes du système, à une valeur d'environ 0.22. Cette augmentation de la déformation moyenne se fait entre 0 et 7 % de raccourcissement. Par la suite, la déformation se stabilise et varie légèrement entre des déformations de 0.021 et 0.024. Pour le régime extensif, la déformation moyenne subit également une augmentation entre 0 et 5% de raccourcissement. Par contre, la valeur de la déformation moyenne est dès le départ très supérieure (0.02) à celle de l'expérience 9, bien que le raccourcissement appliqué aux bornes du système soit sensiblement le même (0.005926 pour l'expérience 9 et 0.005556 pour l'expérience 11). Après la phase de croissance,

la déformation décroît pour rejoindre le niveau de déformation moyen de l'expérience 9 (cf. Figure 104).

Le niveau de déformation mesuré dans ces différentes expériences est à relier à la variation de surface subie par l'expérience au cours du raccourcissement. Dans le calcul de la déformation équivalente 3D, les volumes étant conservés, la variation de surface correspond donc à l'épaississement ou à l'amincissement de l'expérience. Une variation de surface positive correspond à un amincissement de l'expérience et inversement, une variation de surface négative à un épaississement. Dans le cas de régimes décrochants, la variation de surface est faible (inférieure à la déformation incrémentale appliquée aux bornes du système ; cf. Figure 105). La variation de surface observée est due à la dilatation de l'expérience pendant la phase de localisation. Sa valeur maximale correspond à l'apparition des failles. Après la localisation, la variation de surface redevient faible (cf. Figure 78 et Figure 105). Dans le cas d'un régime extensif à forte valeur de  $A_r$ , l'expérience est soumise dès le départ à un fort étalement et donc à une très forte variation de surface. Les forces gravitaires, agissant sur toute l'expérience, sont responsables de l'étalement observé. Cette forte variation de surface, qui correspond en quelques sortes à une déformation, est supérieure à la déformation incrémentale appliquée aux bornes du système. La dilatation liée à la localisation de la déformation a bien lieu mais à un niveau de déformation beaucoup plus élevé. Vers 17% de raccourcissement, la variation de surface devient inférieure à la valeur de la déformation incrémentale liée au raccourcissement appliqué aux bornes du système. L'expérience s'étant probablement étalée, le nombre d'Argand a été modifié et les forces gravitaires ne jouent plus leur rôle d'étalement. La déformation moyenne correspond alors de nouveau à celle d'une déformation localisée le long de décrochements dans une expérience en compression. Une stabilisation de la déformation moyenne 3D est d'ailleurs observée pour l'expérience 11.



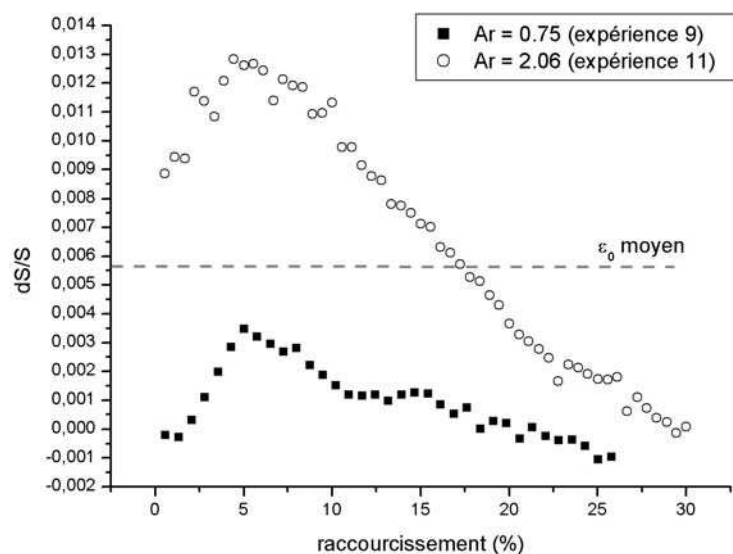


Figure 105 : Calcul de la variation de surface ( $ds/S$ ) au cours du raccourcissement calculée à partir de la méthode sans recouvrement pour les régimes décrochant ( $Ar = 0.75$ ) et extensif ( $Ar = 2.06$ ).  $\varepsilon_0$  représente le raccourcissement appliqué aux bornes du système ( $\varepsilon_0$  vaut 0.005926 pour  $Ar = 0.75$  et  $\varepsilon_0$  vaut 0.005556 pour  $Ar = 2.06$ ).

Comme précédemment, la déformation moyenne peut être liée à une longueur caractéristique de la localisation de la déformation  $L^*$ . La Figure 106 présente l'évolution de cette longueur  $L^*$  normalisée par rapport à la longueur initiale de l'expérience  $L_0$  en fonction du raccourcissement. De la même manière que pour l'évolution de la déformation moyenne,  $L^*$  décroît très faiblement (entre 0.3 et 0.2) pendant la période de localisation définie comme telle pour l'expérience 11.

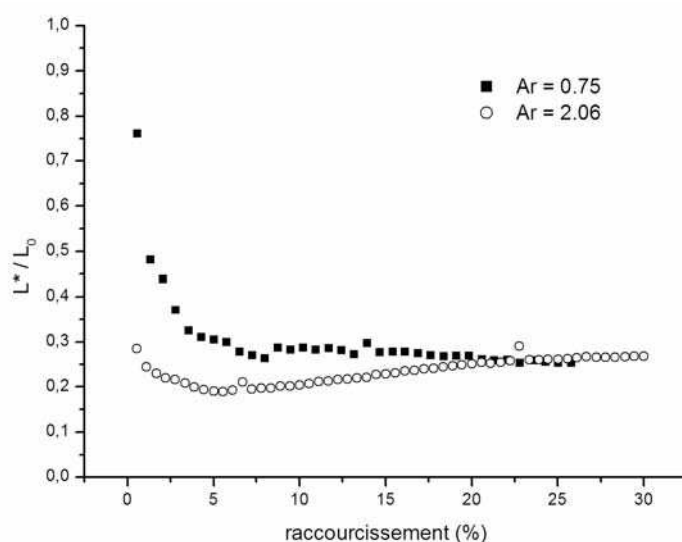


Figure 106 : Evolution de la longueur caractéristique  $L^*$  normalisée en fonction du raccourcissement pour des expériences présentant un nombre d'Argand  $Ar$  de 0.75 et de 2.06.

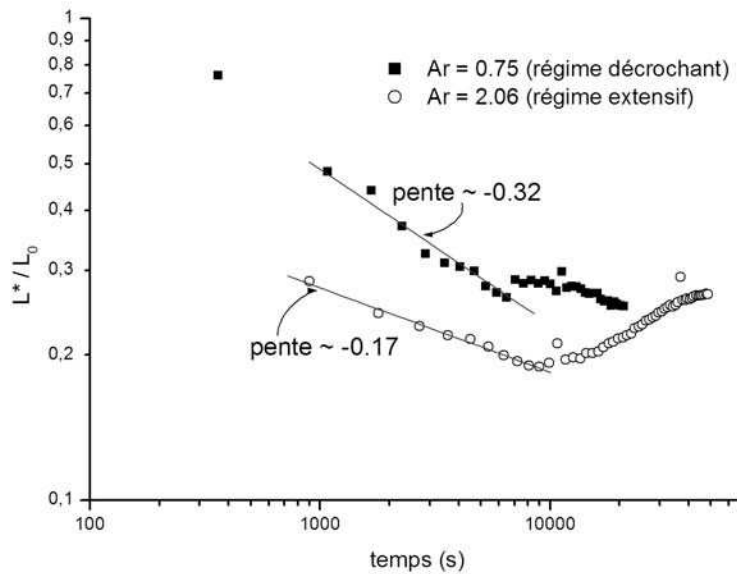


Figure 107 : Evolution de la longueur  $L^*$  normalisée en fonction du temps pour des expériences présentant des nombres d'Argand de 0.75 et 2.06. Les pentes calculées correspondent aux exposants d'une loi de puissance.

La représentation en fonction du temps a, par la suite, été choisie pour s'affranchir de la faible différence entre les valeurs du paramètre fragile/ductile des deux expériences. La Figure 107 présente l'évolution de la longueur caractéristique  $L^*$  normalisée, en fonction du temps, dans une échelle log-log.

La décroissance de la longueur caractéristique normalisée  $L^*/L_0$  avec le temps suit une loi de puissance dont l'exposant vaut  $-0.32$  pour l'expérience 9 ( $Ar = 0.75$ ) et  $-0.17$  pour l'expérience 11 ( $Ar = 2.06$ ). Pour rappel, la loi de puissance est définie de telle sorte que :  $\frac{L^*}{L_0} \sim \psi t^{-0.3}$  (cf. équation 3.24). Cette loi de puissance est définie jusqu'à 7080 secondes (1h58) pour  $Ar = 0.75$  et 8100 secondes (2h15) pour  $Ar = 2.06$ .

La localisation de la déformation en régime extensif semble se produire pendant la même période de temps que pour un régime décrochant. Par contre, la décroissance de la longueur est beaucoup moins importante et la vitesse de localisation (décroissance de  $L^*/L_0$  en fonction du temps) apparaît alors plus faible. Cette faible décroissance est liée au fait que la déformation moyenne est beaucoup plus importante dès le départ à cause des forces gravitaires s'exerçant sur toute l'expérience et qui s'opposent donc à la localisation de la déformation.

Concernant le régime compressif et aux vues des résultats précédents, la localisation est supposée se faire dans les mêmes temps pour les autres expériences. Par contre, dans ce cas, la variation de surface, du moins au début, est plutôt sensée être négative (épaississement de l'expérience) ; la longueur caractéristique initiale doit donc être plus importante au départ que dans les autres régimes. En revanche, il est difficile de prévoir si la dilatation liée à la localisation atteindra le même niveau que pour un régime décrochant. Si tel est le cas, alors la vitesse apparente de localisation sera plus importante et l'exposant de la loi de puissance supérieur à celui du régime décrochant.

Ces résultats semblent confirmer l'hypothèse faite au § 5.1 concernant l'influence du nombre d'Argand sur la vitesse de localisation. La modification de la valeur de l'exposant traduit un changement de mode de déformation (compressif, décrochant ou extensif), qui est contrôlé par la valeur du nombre d'Argand. La phase de localisation dans le temps est par contre peu influencée par ce paramètre.

### 6.3. Influence sur l'organisation spatiale

La décroissance de la longueur caractéristique avec le temps ne permet pas de caractériser l'organisation spatiale de la déformation. Pour cela, la déformation moyenne  $\langle I \rangle$  et la moyenne des déformations au carré  $\langle I^2 \rangle$  ont été calculées selon la méthode dite concentrique pour différentes échelles de résolution. Les exposants  $\alpha_1$  et  $\alpha_2$  mesurés sur les lois de puissance caractérisant l'évolution de la déformation et de la déformation au carré avec l'échelle de résolution permettent de définir la dimension de corrélation  $D_c$ .

Pour le régime décrochant (expérience 9),  $\alpha_1$  moyen vaut  $0.07 \pm 0.03$  et  $\alpha_2$  moyen  $0.25 \pm 0.15$ , ce qui donne une dimension de corrélation moyenne après localisation de  $1.89 \pm 0.05$ . Pour le régime extensif (expérience 11), les valeurs des exposants ne permettent pas de définir de régime pré- et post-localisation :  $\alpha_1$  vaut  $0.08 \pm 0.02$  et deux valeurs de  $\alpha_2$  peuvent être définies. Avant 16 % de raccourcissement,  $\alpha_2$  vaut  $0.14 \pm 0.02$  ; après 16%, la valeur de  $\alpha_2$  augmente de façon continue et à 30% de raccourcissement,  $\alpha_2$  vaut  $0.2 \pm 0.05$ . La dimension de corrélation moyenne obtenue est de 2.01 avant 16% de raccourcissement puis 1.96 après. La déformation apparaît globalement moins localisée dans le régime extensif que dans le régime décrochant.

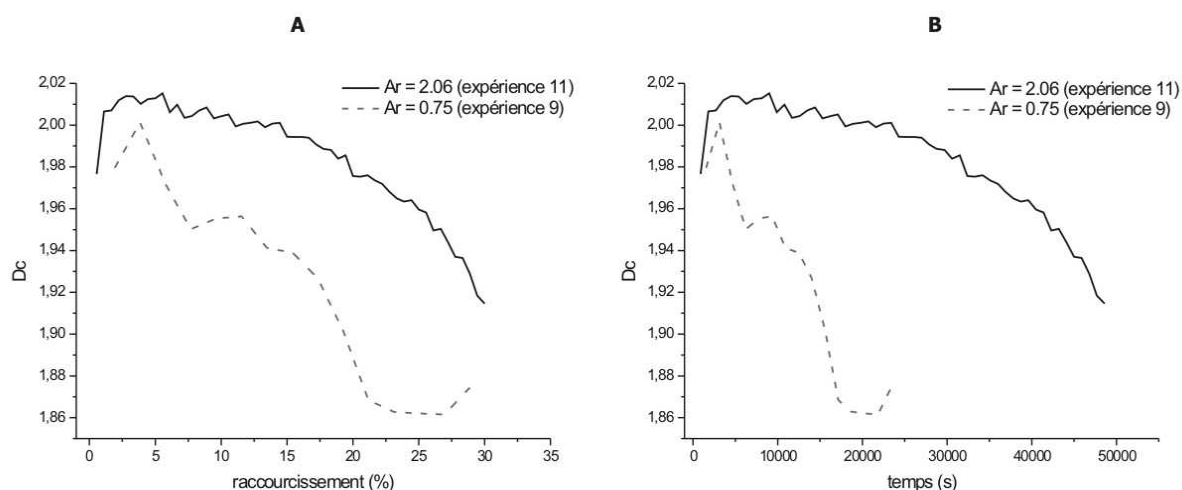


Figure 108 : Evolution de la dimension de corrélation  $D_c$  en fonction de raccourcissement (A) et du temps (B). Deux régimes sont présentés : le régime extensif ( $Ar = 2.06$ ) et le régime décrochant ( $Ar = 0.75$ ).

L'analyse de l'évolution de la dimension de corrélation au cours du raccourcissement permet de caractériser plus finement l'organisation spatiale de la déformation. La Figure 108 présente l'évolution de la dimension de corrélation  $D_c$  en fonction du raccourcissement (A) et du temps (B) pour l'expérience 9 (régime décrochant) et l'expérience 11 (régime extensif). Dans le cas du régime décrochant, la dimension de corrélation est de 2 au départ puis subit une chute entre 3 et 7% de raccourcissement ou entre 700s et 7080s (correspondant à la fin de la décroissance de la longueur caractéristique  $L^*$ ). Entre 7 et 13% de raccourcissement, la valeur de  $D_c$  se stabilise autour de 1.95. Entre 15 et 20% de raccourcissement, la dimension de corrélation se remet à chuter pour atteindre la valeur de 1.86. Cette deuxième chute a lieu alors que la longueur caractéristique est stabilisée (cf. Figure 106) ; elle est probablement liée à la localisation de la déformation le long des deux bandes de décrochement centrales au détriment des failles situées dans les triangles extrudés (cf. paragraphe 2.5). L'évolution de  $D_c$  est radicalement différente pour le régime extensif. La dimension de corrélation reste autour d'une valeur de 2.01 jusque vers 5% de raccourcissement ; puis sa valeur commence à décroître. La décroissance est faible jusque vers 15% de raccourcissement (ou 24300s : 6h45) puis s'accroît par la suite pour atteindre une valeur de 1.92 à 30% de raccourcissement. La déformation reste donc répartie de façon homogène à la surface jusqu'à 15% de raccourcissement puis commence à se localiser par la suite, bien que la décroissance de  $D_c$  corresponde dans ce cas à une augmentation de la valeur de la longueur caractéristique  $L^*$ .

Dans le régime extensif, les forces gravitaires qui agissent de manière homogène dans le système, ne s'opposent pas à la création de failles et donc à la localisation de la déformation, mais ont tendance à répartir de façon homogène les structures à la surface de l'expérience. Le réseau de failles décrochantes obtenu correspondrait donc à celui d'une expérience ayant un paramètre de localisation beaucoup plus faible (de moitié). La baisse de  $D_c$  observée au-delà de 15% de raccourcissement peut être attribuée à la fin de l'étalement de l'expérience. L'expérience étant amincie, le nombre d'Argand apparent est abaissé et les forces gravitaires via les couches ductiles ne jouent plus leur rôle de répartition de la déformation.

En ce qui concerne le régime compressif, la répartition des décrochements et des chevauchements laisse présager d'une dimension de corrélation  $D_c$  plus faible que celle du régime extensif et même celle du régime décrochant et ce dès la fin de la phase de localisation.

Les effets de contraintes internes sur la fracturation d'un milieu hétérogène ont été étudiés sur des modèles de réseaux de fusibles (Schmittbuhl et Roux, 1994). Les contraintes internes sont produites par des générateurs de courant dans chaque lien, dont les intensités  $i_s$  sont réparties de façon aléatoire et homogène dans le système. Pour des faibles valeurs de contraintes internes, le comportement global est élastique et fragile (pas de plasticité) et conduit à la rupture macroscopique localisée du réseau (cf. Figure 109-a). Pour des valeurs plus importantes de contraintes internes, le comportement mécanique a un caractère plastique. Cela conduit à une fracturation diffuse (cf. Figure 109-b). Le développement de ces deux mécanismes peut être expliqué à partir de l'hypothèse qui consiste à dire que les contraintes internes ne sont pas affectées par la redistribution des contraintes due à la formation des fractures. Les « fractures » qui se forment relaxent le système localement, mais celui-ci reste globalement contraint. Dans ce cas, les contraintes internes définissent des seuils de contraintes effectives distribuées aléatoirement. Les contraintes internes jouent alors un rôle stabilisant dans la

localisation de l'endommagement et entraîne un retard dans le phénomène de localisation. Lorsque les contraintes internes sont faibles ou inexistantes, la redistribution des contraintes liée à la fracturation conduit à localiser fortement les déformations et relaxer tout le système.

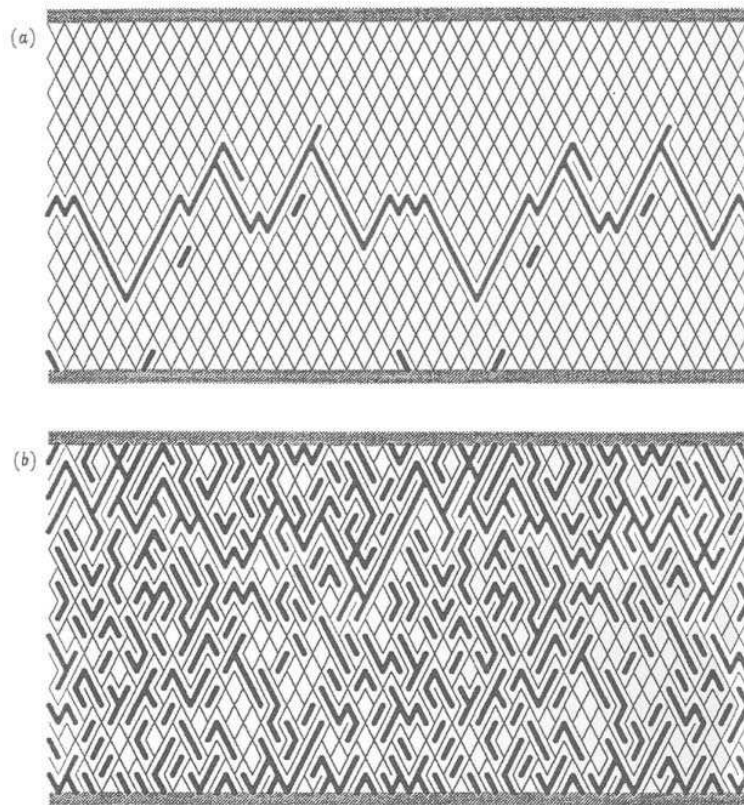


Figure 109 : Rôle des contraintes internes sur la fracturation d'un réseau de fusibles : (a) faible amplitude de la contrainte interne, (b) forte amplitude de la contrainte interne. Les traits épais correspondent aux liens cassés.

## 7. Bilan

L'analyse du processus de localisation dans des milieux fragiles/ductiles a été tout d'abord réalisée sur des expériences en mode principalement décrochant ( $Ar \sim 1$ ).

Dans ces systèmes, la localisation de la déformation se traduit par une augmentation de la déformation moyenne au cours du temps. Elle s'accompagne d'une augmentation de la dilatation de l'expérience, qui atteint son maximum au moment où le réseau de failles commence à se développer (en fin de localisation). Après la phase de localisation, la déformation moyenne se stabilise (sauf pour l'expérience à la limite entre non-localisation et localisation) et les variations de surface diminuent.

La déformation moyenne a été reliée à une longueur caractéristique  $L^*$ , représentant en quelques sortes la longueur réelle déformée nécessaire pour absorber le déplacement imposé aux limites.  $L^*$  est utilisée pour comparer les expériences entre elles.

L'analyse de l'évolution temporelle de la décroissance de  $L^*$  montre que l'ensemble des expériences (ayant des valeurs du paramètre fragile/ductile  $\Gamma$  différentes) présente la même évolution en fonction du temps « réel ». La décroissance de  $L^*$  avec le temps s'exprime de plus comme une loi de puissance d'exposant  $-0.3$ . La valeur de cet exposant est indépendante de la vitesse de compression et du paramètre fragile/ductile. En revanche, elle peut être reliée à l'état des contraintes internes du milieu et donc aux forces gravitaires représentées par le nombre d'Argand.

L'analyse de l'organisation spatiale des déformations montre que celles-ci suivent des lois d'échelles : décroissance de la déformation moyenne et de la moyenne des carrés des déformations avec l'échelle selon des lois de puissance. L'évolution de la moyenne des déformations au carré est classiquement utilisée pour décrire les fluctuations de l'intensité des déformations dans l'espace. Cette étude montre cependant que la déformation moyenne enregistre également ces fluctuations et dépend donc de l'échelle de résolution. Toutes ces lois de puissance obtenues correspondent à des corrélations de grande portée entre les déformations et peuvent être reliées à celles observées sur les réseaux de failles (Bonnet, 2001) ou calculées à partir d'assemblages numériques de fusibles ou de ressorts (Hermann et Roux, 1990 ; Charmet et al., 1990). Dans les expériences présentées ici, les lois de puissance semblent définies sur toute la gamme des échelles de résolution observables. L'estimation des longueurs de corrélation (égales à la demi-largeur des expériences ou plus) indiquent que celles-ci sont liées à la taille de l'expérience et qu'il n'existe *a priori* pas de longueur de coupure à des échelles inférieures.

Le calcul de la dimension de corrélation  $D_c$ , à partir des lois de puissance définies précédemment, permet de suivre l'organisation des fluctuations de l'intensité des déformations dans le système. La phase de localisation est caractérisée par une chute de  $D_c$ . Cette évolution est comparable aux fluctuations observées lors de l'enregistrement d'émissions acoustiques sur des échantillons de roche ou de glace déformés sous presse. Une phase d'endommagement, où la déformation n'est pas corrélée dans l'espace, précède la localisation de la déformation (Hirata et al. 1987 ; Lockner et al., 1992 ; Lockner, 1993, 1995 ; Shah et Labuz, 1995). La chute de  $D_c$  est contemporaine de la diminution de  $L^*$ . Après localisation, la valeur de  $D_c$  se stabilise plus ou moins à un niveau dépendant de  $\Gamma$ . Plus la valeur de  $\Gamma$  est importante, plus  $D_c$  est faible. Une valeur de  $D_c$  plus faible traduit une concentration

de la déformation sur une portion de surface de l'expérience plus faible (induisant des fluctuations de l'intensité des déformations plus importantes).

Deux critères peuvent alors être définis pour caractériser la localisation de la déformation : d'une part, la diminution de la longueur caractéristique en loi de puissance (associée à l'augmentation de la déformation moyenne) suivie d'une phase de stabilisation, et d'autre part (si  $\Gamma$  le permet) la diminution de la dimension de corrélation (entre 2 et une valeur dépendante de  $\Gamma$ ). L'évolution de  $L^*$  avec le temps apparaît indépendante de la rhéologie et donc de  $\Gamma$  (pour des expériences présentant un même nombre d'Argand). L'organisation spatiale est quant à elle dépendante de la rhéologie du milieu. Elle dépend en particulier de la rhéologie de la couche de silicone qui tend à répartir la déformation et densifier le réseau de failles.

La modification des contraintes internes des systèmes (modifications des forces gravitaires) entraîne des modifications importantes dans le processus de localisation. Bien que la « localisation » se fasse sur la même période de temps, l'exposant de la loi de puissance liant la longueur caractéristique au temps est beaucoup plus faible dans un régime extensif. De même, la dimension de corrélation reste élevée (très faibles fluctuations de l'intensité des déformations qui sont réparties de façon plus ou moins homogène dans le système). Cette dimension de corrélation élevée est liée à l'apparition, en plus du réseau de failles décrochantes, de nombreuses structures extensives qui ont tendance à se répartir de façon homogène dans le système. Il serait intéressant de pouvoir quantifier de la même façon le processus de localisation en régime compressif par la réalisation de nouvelles expériences.

## **CHAPITRE IV**

### **Localisation de la déformation et fracturation**





## IV. LOCALISATION DE LA DEFORMATION ET FRACTURATION

L'objectif de cette étude est de mettre en évidence le développement du réseau de failles associé à la localisation de la déformation. En particulier, le but de ce chapitre consiste à faire le lien entre les réseaux de failles observés et la déformation mesurée, afin de quantifier le rôle de la fracturation dans l'accommodation de la déformation.

L'accent est donc plus particulièrement mis sur les réseaux dont la croissance peut être suivie au cours du temps. Dans les expériences, la bonne « visibilité » des failles décroît lorsque leur nombre augmente. Le suivi des failles n'a donc été possible que sur des réseaux peu denses. En revanche, la faible densité de failles constitue un inconvénient majeur pour caractériser les réseaux en termes de lois d'échelle.

Au cours de cette étude, trois réseaux ont été analysés en détail. Il s'agit de ceux des expériences M16 ( $\Gamma=6.1$ ), M10 ( $\Gamma=4.6$ ) et M9 ( $\Gamma=2.0$ ). Pour l'ensemble de ces réseaux, les failles ont été digitalisées tout au long de l'expérience. Une faille correspond à une trace ininterrompue visible à la surface du sable. Ainsi une faille initialement unique recoupée par une autre va être définie par deux segments considérés comme deux failles à part entière par la suite. Dans la mesure où l'observation ne se fait qu'en surface, la longueur des failles est probablement sous-estimée. De même, l'observation des failles en surface présente un certain retard avec la nucléation des failles en profondeur à l'intérieur de la couche de sable. L'activité des failles a été déterminée « visuellement » à partir des champs de déplacements (cf. Figure 110). Différents cas de figures permettent d'évaluer l'activité des failles comme un changement d'orientation des vecteurs de déplacement de part et d'autre de la faille ou une variation de leur norme si les sens sont identiques. C'est donc l'existence d'une composante décrochante le long de la faille qui détermine l'activité ou non de la faille. L'évaluation étant visuelle, une variation d'orientation de l'ordre de  $5^\circ$  au minimum ou une différence des normes des vecteurs déplacements de l'ordre de 8% sont nécessaires pour que l'activité soit constatée. Celle-ci est ainsi caractérisée par un déplacement minimum de 0.1 à 0.2 mm le long de la faille.

Un dernier réseau assez dense (expérience M15 ;  $\Gamma=1.6$ ) a été digitalisé pour deux étapes de raccourcissement. Le nombre important de failles n'a pas permis de repérer l'activité des failles ni de suivre le réseau dans le temps.

Dans un premier temps, la description générale des réseaux de failles est réalisée. Elle met en évidence le rôle du couplage fragile/ductile sur la morphologie de ces réseaux. Dans un deuxième temps, la relation entre déformation et fracturation est faite en comparant l'évolution de la masse des failles actives et la dimension de corrélation calculée sur les champs de déformation (au chapitre III) d'une part et en faisant des bilans de déplacements le long de profils parallèles à l'axe de compression principal d'autre part. Dans une dernière section, la définition de lois d'échelles sur les réseaux analysés est tentée.

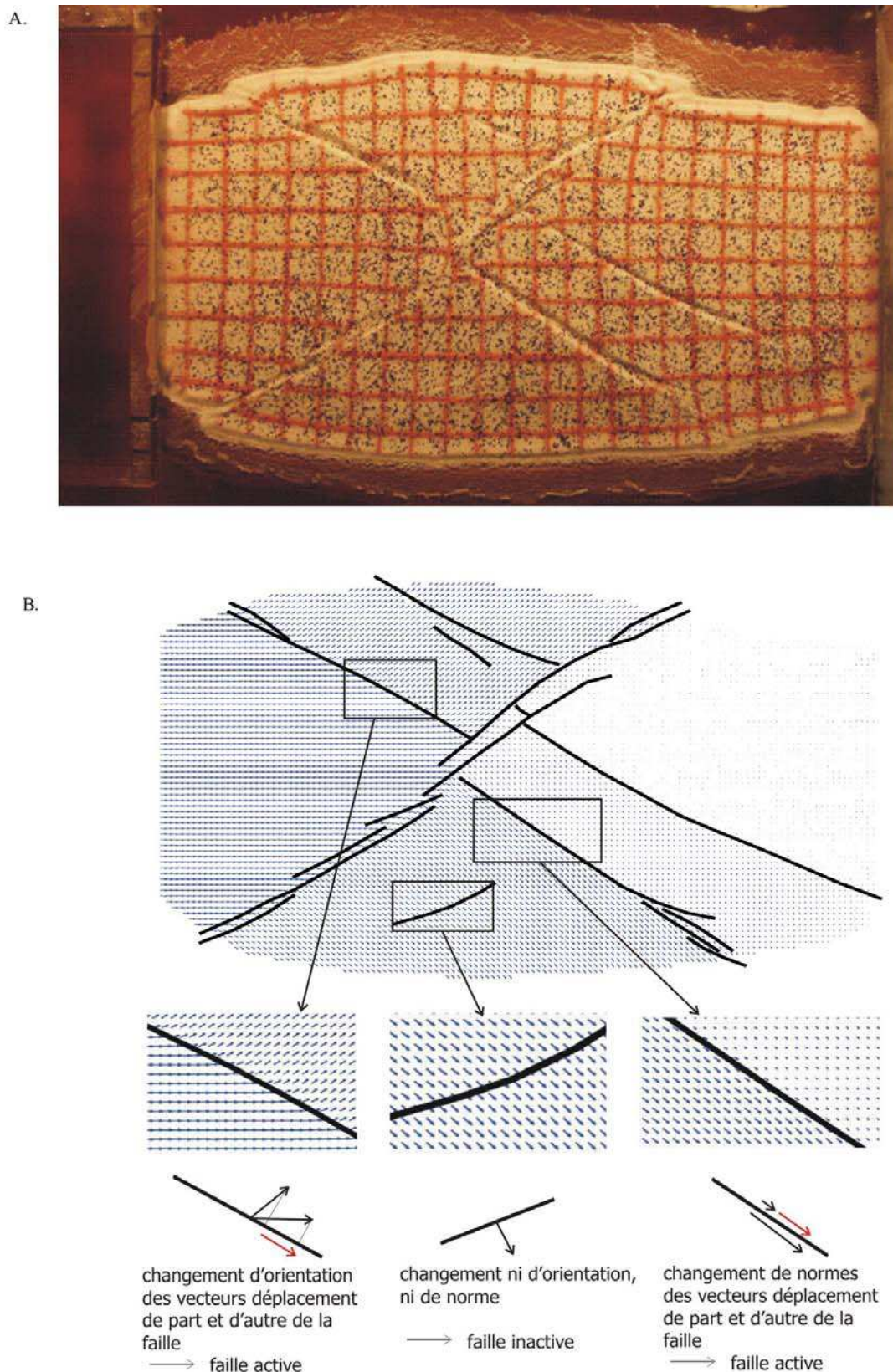


Figure 110 : A. Vue de dessus de l'expérience M16 à 10.4% de raccourcissement. B. Réseau de failles et champ de déplacements. Une faille est dite active si les vecteurs déplacements de part et d'autre de la faille changent de normes ou d'orientations.

## 1. Description des réseaux de failles

### 1.1. Caractéristiques générales

L'observation des réseaux de failles est fortement dépendante de l'éclairage de l'expérience et de la quantité de déplacement accumulée sur chaque faille. De plus, les failles observables traversent nécessairement toute l'épaisseur de la couche de sable. Il existe donc toute une période, précisément durant la localisation, pendant laquelle l'existence de failles de taille inférieure peut être supposée. Ces failles seraient liées et se placeraient dans les zones de forte concentration de la déformation, formant une sorte de pré-réseau sur lequel se met en place le réseau de failles observables (cf. Figure 69 ; Chapitre III).

L'ensemble des réseaux de failles présente des caractéristiques communes quant à leur mise en place. De manière générale, l'apparition des failles se fait le long d'une seule bande de cisaillement (NE-SW ou NW-SE). Dans cette bande, les premières failles se placent en échelons. Ces failles en échelons se connectent rapidement, alors que des failles apparaissent dans la bande conjuguée. L'apparition de cette seconde famille de failles ne donne généralement pas lieu à l'apparition de failles en échelons. L'ensemble du réseau se développe rapidement par connexion des segments déjà formés, dans des zones de concentration de la déformation. Par la suite, la densification du réseau s'opère principalement dans les domaines des triangles extrudés où les rotations sont plus importantes. Ces rotations sont à l'origine de la « fragmentation » des blocs inter-failles.

L'observation de la connexion entre failles en échelons ou de la fragmentation de blocs inter-failles dépend bien sûr de la densité et de la longueur des failles définies par le couplage entre niveau fragile et niveau ductile. Dans le cas d'un fort rapport fragile/ductile  $\Gamma$ , les réseaux sont peu denses et les failles de grande taille ; la connexion entre deux failles sera d'autant plus facilement observable. De plus, le déplacement accumulé par chaque faille est plus important que dans le cas de réseaux très denses. Ceci a conduit à n'étudier en détail que trois réseaux dont le paramètre fragile/ductile est important ( $\Gamma=6.1$ ,  $4.6$  et  $2.0$ ), ainsi que leur évolution au cours du raccourcissement de l'expérience. Le réseau d'une expérience moins localisante ( $\Gamma = 1.6$ ) a également été digitalisé.

## 1.2. Expérience M16 ( $\Gamma=6.1$ )

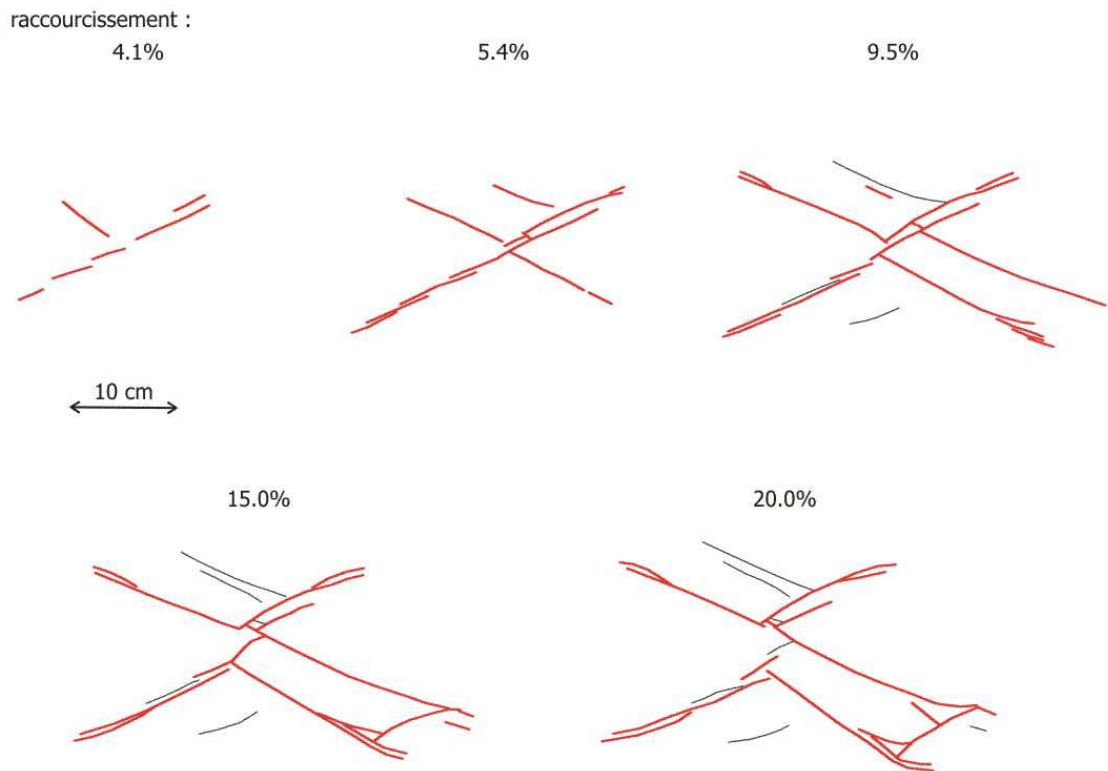


Figure 111 : Evolution du réseau de failles de l'expérience M16 à 4.1%, 5.4%, 9.5%, 15% et 20% de raccourcissement. Les traits épais correspondent aux failles actives.

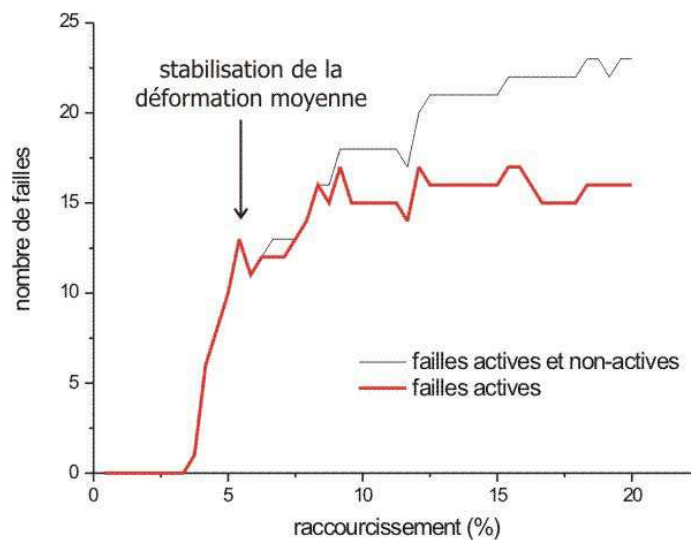


Figure 112 : Evolution du nombre de failles de l'expérience M16 en fonction du raccourcissement. En trait fin : nombre total de failles ; en trait épais : nombre de failles actives.

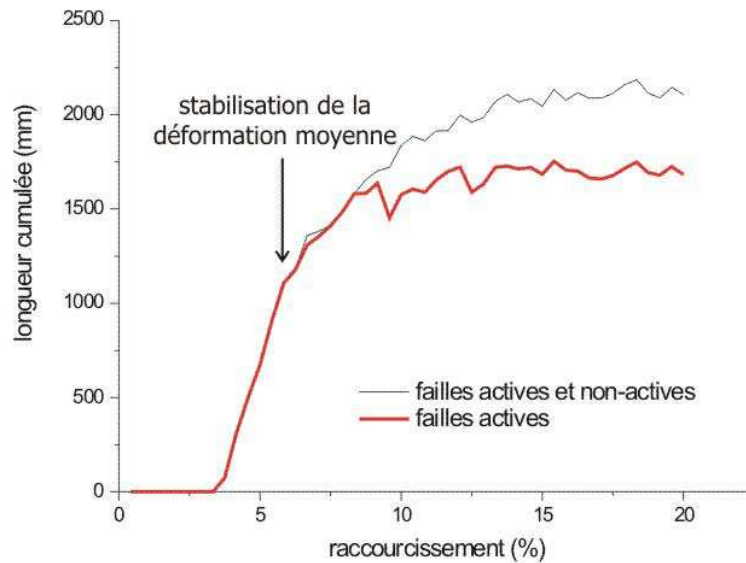


Figure 113 : Evolution de la longueur cumulée des failles de l'expérience M16 en fonction du raccourcissement (trait fin : tout le réseau ; trait épais : failles actives).

Les premières failles visibles apparaissent à 3.7% de raccourcissement. Elles se mettent en place en échelon le long de la bande NE-SW (cf. Figure 111). Le nombre de failles ainsi que la longueur cumulée augmentent rapidement jusque vers 5.4% de raccourcissement, qui correspond à la stabilisation de la déformation moyenne (cf. Figure 112). La période de localisation de la déformation (entre 0 et 5.4%) est donc marquée par la nucléation et la croissance des segments de failles. Après 5.4%, le nombre de failles continue d'augmenter, plus faiblement que précédemment, avec un palier entre 5.4 et 7.8% ; la longueur cumulée (cf. Figure 113) continue d'augmenter même si le taux d'augmentation est un peu plus faible. La période entre 5.4 et 9.5% de raccourcissement correspond à la croissance et à la connexion entre les failles se mettant en place dans les zones de concentration de la déformation. Vers 9.5% de raccourcissement, il y a stabilisation du nombre de failles actives ainsi que de leur longueur cumulée. En revanche, le nombre de failles total du réseau continue de croître ainsi que la longueur cumulée. Les quelques failles qui apparaissent durant cette période se trouvent dans le quart sud-est et sont liées à des incompatibilités de déformation dues aux conditions aux limites. En effet, dans le quart sud-est à 9.5% de raccourcissement (cf. Figure 111), la faille supérieure vient buter dans la bordure rigide de la boîte expérimentale. Le déplacement va alors être accommodé par la création et la rotation d'un petit bloc dans l'extrême sud-est (cf. Figure 111 ; 15% de raccourcissement). Après 15% de raccourcissement, le réseau de failles ne subit plus beaucoup de changement : le nombre de failles (actives ou non) est stabilisé ainsi que la longueur cumulée.

Le réseau de failles de l'expérience M16 reste un réseau très peu dense tout au long de son évolution avec des segments de faille assez long. En fin d'expérience, la longueur moyenne d'une faille est de 10 cm, c'est-à-dire 17% de la longueur initiale de l'expérience.

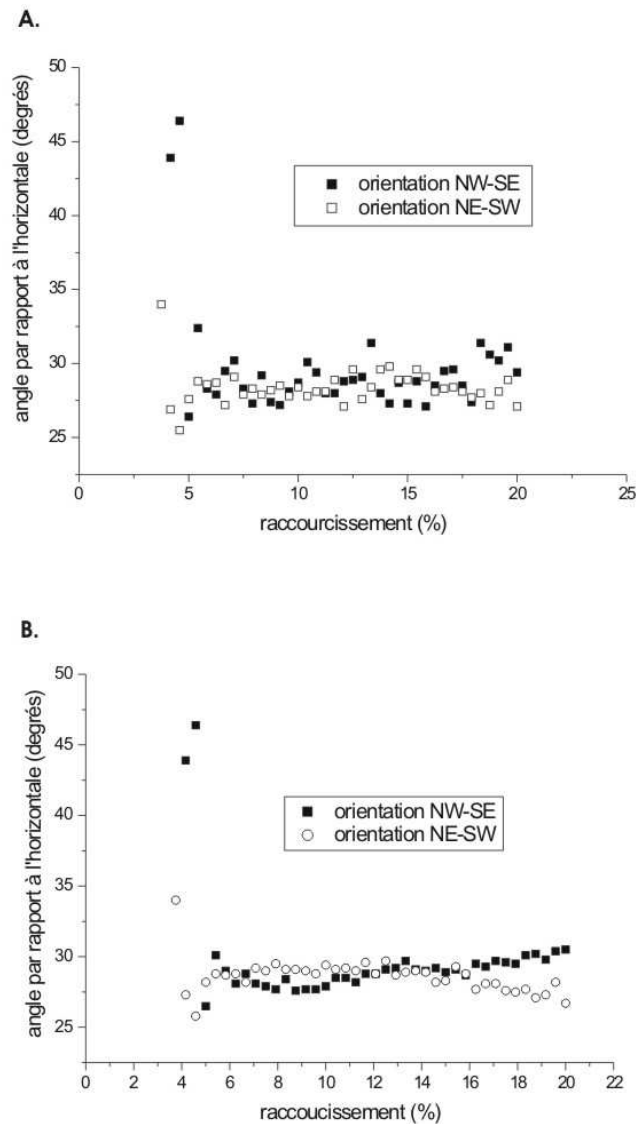


Figure 114 : Angle en valeur absolue par rapport à l'axe de compression principal (supposé horizontal) pour les failles orientées NW-SE et NE-SW. A. Orientation moyenne calculée sans discernement des longueurs. B. Orientations pondérées par la longueur des failles.

La Figure 114 présente l'angle que font les failles de l'expérience M16 avec l'axe de compression principal au cours du raccourcissement. Un angle moyen a été calculé pour les deux familles de failles conjuguées orientées NW-SE et NE-SW. Cet angle, calculé sur l'ensemble du réseau de failles, varie entre 26 et 32° avec une moyenne aux alentours de 28°. La Figure 114-B représente l'orientation des failles par rapport à l'horizontale, mais en pondérant chaque orientation par la longueur de la faille correspondante. La pondération lisse les évolutions de l'angle moyen. La moyenne autour de 28° reste cependant inchangée. Par contre, les évolutions opposées des orientations des deux bandes donnent l'impression que l'orientation de l'axe de compression principal fluctue de quelques degrés (entre  $-2^\circ$  et  $1^\circ$ ) par rapport à l'horizontale.

L'orientation des failles actives uniquement a également été mesurée. La comparaison entre orientation des failles actives et du réseau entier montre que leur évolution est sensiblement similaire.

Les failles actives semblent présenter un angle un peu plus fort (entre 0 et 1° de plus) que l'ensemble des failles du réseau. La comparaison entre l'orientation des failles actives et non actives montre que, de manière générale, les failles actives présentent un angle par rapport à l'axe de compression principal plus important de 2 à 4° que les failles non actives (graphique non présenté). Cependant, l'orientation moyenne calculée sur les failles inactives n'est peut-être pas très représentative, dans la mesure où les failles inactives ne sont qu'au nombre de 7. Ces failles se situent principalement dans les deux blocs extrudés se comportant comme des blocs rigides après 12.5% de raccourcissement. La rotation de ces blocs est liée au déplacement le long des grandes failles actives (NE-SW et NW-SE) les bordant et le sens de rotation est fixé par la bande NE-SW ou NW-SE, qui a le déplacement le plus important.



### 1.3. Expérience M10 ( $\Gamma=4.6$ )

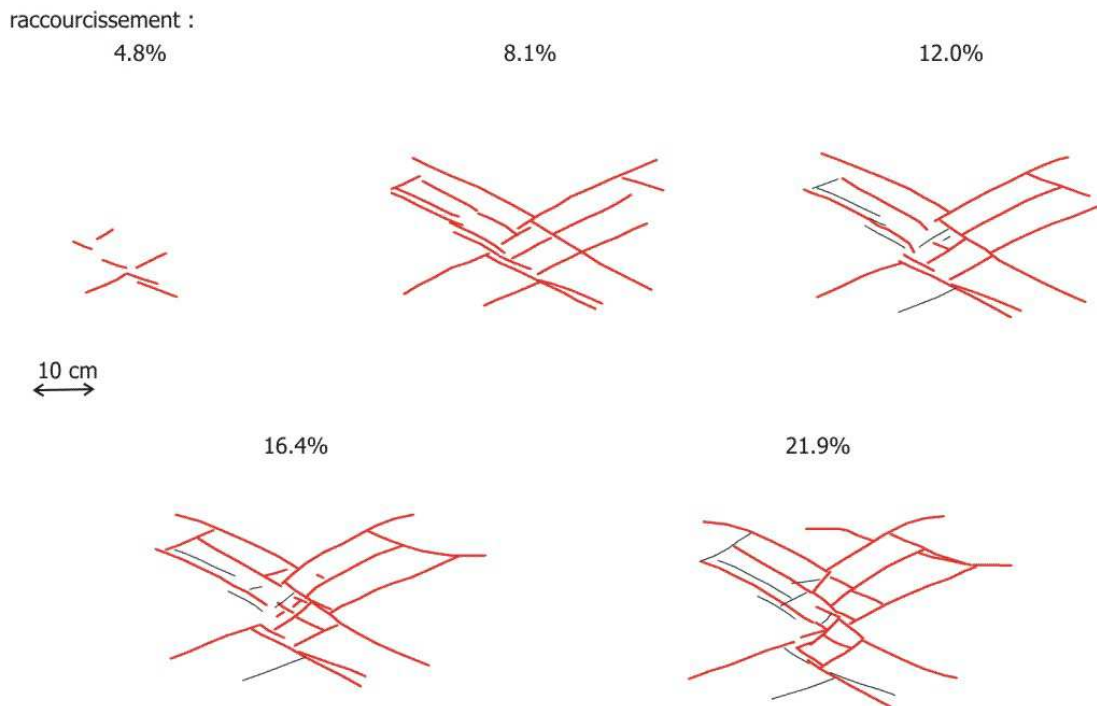


Figure 115 : Evolution du réseau de failles de l'expérience M10 à 4.8% ; 8.1%, 12.0%, 16.4% et 21.9% de raccourcissement. Les traits épais correspondent aux failles actives.

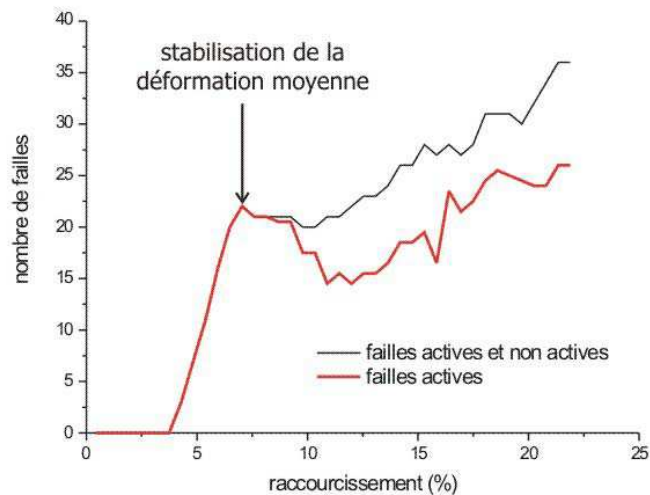


Figure 116 : Evolution du nombre de failles de l'expérience M10 en fonction du raccourcissement. En trait fin : nombre total de failles ; en trait épais : nombre de failles actives.

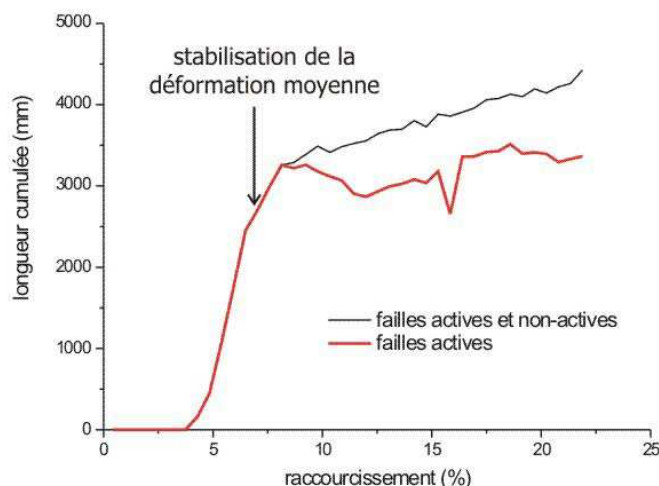


Figure 117 : Evolution de la longueur cumulée des failles de l'expérience M10 en fonction du raccourcissement (trait fin : tout le réseau ; trait épais : failles actives)

Les premières failles visibles de l'expérience M10 apparaissent vers 4.3% de raccourcissement. Contrairement aux autres expériences, la nucléation des premières failles ne se fait pas au centre de l'expérience. Ceci est dû aux conditions expérimentales, dans lesquelles l'expérience a subi une légère torsion lors de sa mise en place. Les premières failles se mettent en place le long d'une bande de cisaillement NW-SE, en échelons. Rapidement, des failles antithétiques apparaissent (cf. Figure 115 ; 4.8% de raccourcissement). Entre 4.3% et 7.0% de raccourcissement, le nombre de failles croît rapidement ainsi que la longueur cumulée (cf. Figure 116 et Figure 117). Cette première période, correspondant à la localisation de la déformation, est caractérisée par la nucléation et la croissance des failles. A 7% de raccourcissement, la déformation moyenne se stabilise dans l'expérience. La stabilisation du nombre de failles actives ou inactives est également constatée. En revanche, la longueur cumulée continue de croître (à un taux cependant plus faible). La longueur cumulée des failles actives se stabilise vers 8.1% de raccourcissement (cf. Figure 115 et Figure 117). A ce stade, les principales failles du réseau sont formées. Entre 8% et 12% de raccourcissement, le nombre de failles actives diminue tandis que la longueur cumulée des failles ne décroît que faiblement. Il peut s'agir d'une phase de connexion entre les segments actifs. Entre 12% et 25%, la croissance du nombre de failles actives reprend. Il s'agit principalement de petites failles venant « fragmenter » des blocs déjà existants. Ainsi, à 21.9% de raccourcissement (cf. Figure 115), chacun des blocs délimités par des failles du quart nord-est est découpé en deux blocs, alors qu'ils ne l'étaient pas à 12% de raccourcissement.

En fin d'expérience, le réseau est peu dense composé de segments assez grands. Vers 20% de raccourcissement, la longueur moyenne des failles est de l'ordre de 13 cm, ce qui représente 14% de la longueur initiale de l'expérience.

Dans cette expérience, un effet d'écran dû aux grandes failles peut-être observé dans le quart nord-ouest. Ainsi à 8.1% de raccourcissement (cf. Figure 115), quatre failles en échelon sont actives simultanément, avec un espacement de l'ordre du centimètre. Les deux failles centrales sont en train

de se connecter. A 12%, les deux segments centraux ne forment plus qu'une faille unique et les segments adjacents sont devenus inactifs. La présence d'une faille de taille importante inhibe autour d'elle la croissance ou la nucléation d'autres failles (Segall et Pollard, 1983b ; Ackermann et Schlische, 1997 ; Gupta et Scholz, 2000 ; Ackermann et al., 2001).

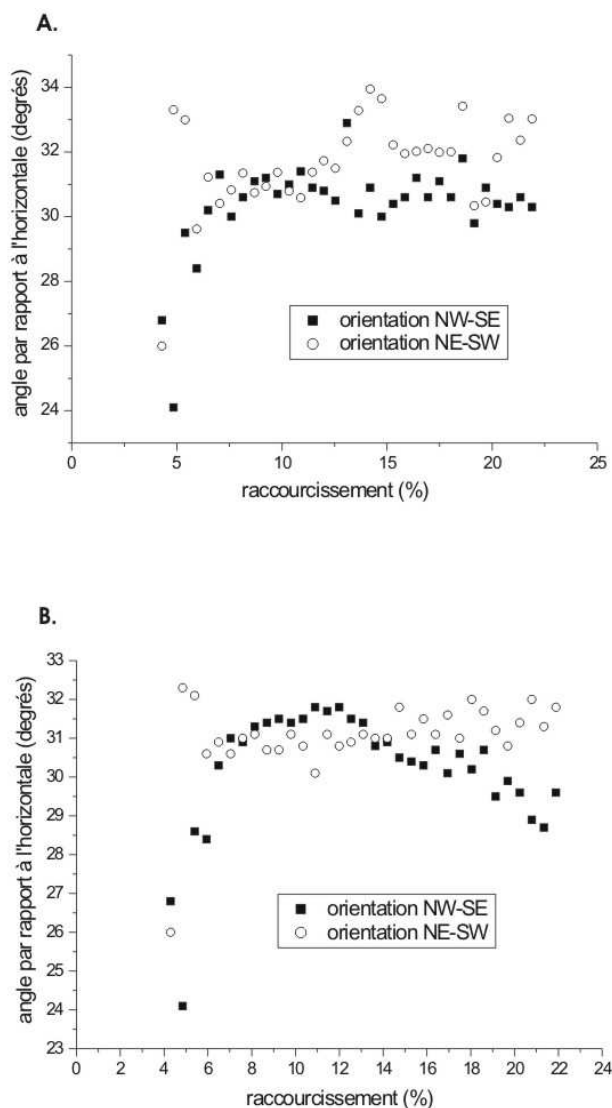


Figure 118 : Angle en valeur absolue par rapport à l'axe de compression principal (supposé horizontal) pour les failles orientées NW-SE et NE-SW. A. Orientation moyenne calculée sans discernement des longueurs. B. Orientations pondérées par la longueur des failles.

Les orientations des failles par rapport à l'axe de compression principal (supposé horizontal) sont représentées dans la Figure 118. L'orientation moyenne des failles, que ce soit celles orientées NE-SW ou NW-SE, est de l'ordre de 31-32° après localisation de la déformation (7% de raccourcissement). La pondération des orientations par la longueur des failles (cf. Figure 118-B) lisse les évolutions des orientations moyennes. Des variations de l'orientation de l'axe de compression principal par rapport à l'horizontale sont également visibles (de l'ordre de +1.5° en fin d'expérience).

Au-delà de 12% de raccourcissement, les failles orientés NE-SW font un angle par rapport à l'horizontale plus important que celui des failles NW-SE (entre 1 et 3° de plus). Cette différence est due à l'apparition des nouvelles failles venant fragmenter les blocs existants et dont l'orientation est principalement NW-SE. Ces nouvelles failles actives ont une orientation de l'ordre de 30-31° et viennent abaisser légèrement la moyenne des orientations des failles actives de la bande NW-SE. Les failles inactives ont une orientation comprise entre 32 et 34°.

#### 1.4. Expérience M9 ( $\Gamma=2.0$ )

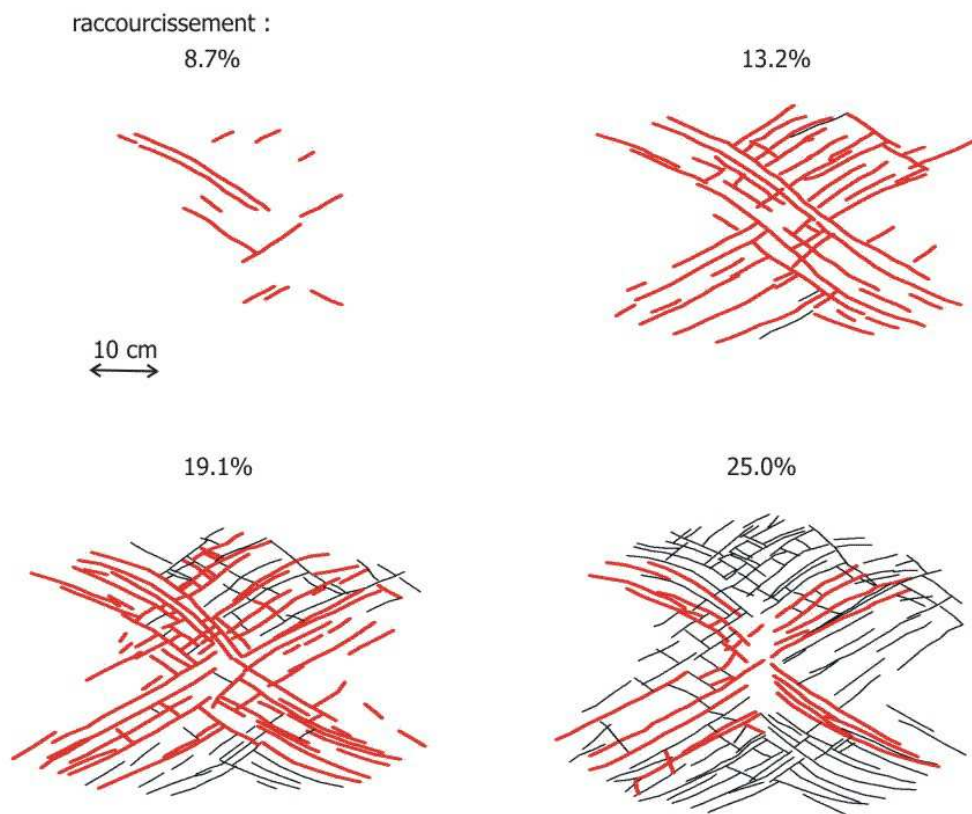


Figure 119 : Evolution du réseau de failles de l'expérience M9 à 8.7%, 13.2%, 19.1% et 25.0% de raccourcissement. Les traits épais correspondent aux failles actives.

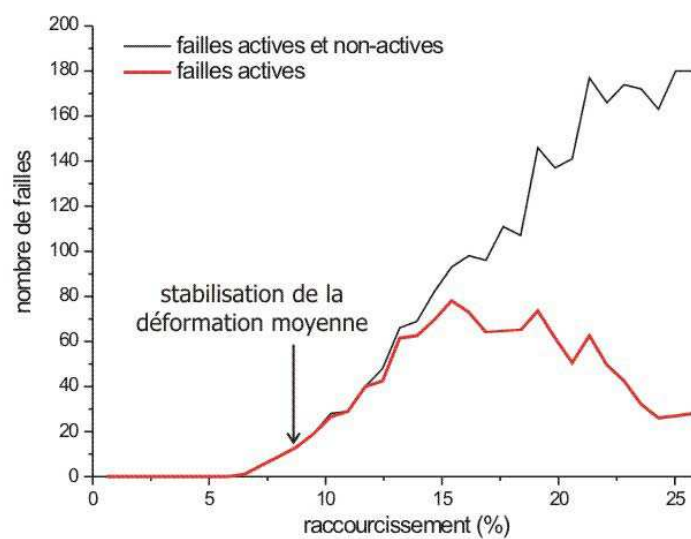


Figure 120 : Evolution du nombre de failles de l'expérience M9 en fonction du raccourcissement. En trait fin : nombre total de failles ; en trait épais : nombre de failles actives.

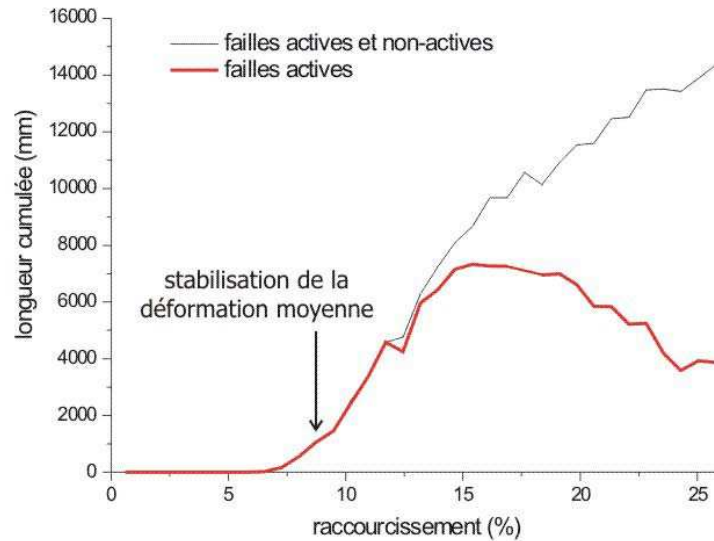


Figure 121 : Evolution de la longueur cumulée des failles de l'expérience M9 en fonction du raccourcissement (trait fin : tout le réseau ; trait épais : failles actives)

Les premiers segments visibles de l'expérience 9 apparaissent à 6.5% de raccourcissement. Ils se mettent principalement en place dans la bande de cisaillement NW-SE et se connectent rapidement. Ainsi à 8.7% de raccourcissement (cf. Figure 119), les longues failles orientées NW-SE résultent déjà de la croissance et de la connexion entre 2 ou 3 segments. A 8.7% de raccourcissement, la déformation moyenne est déjà stabilisée à l'intérieur de l'expérience. Le nombre de failles continue à croître jusqu'à 13.2%. A 13.2% de raccourcissement, le nombre de failles actives se stabilise ; la longueur cumulée des failles actives se stabilise un peu après vers 14.6% de raccourcissement (cf. Figure 120 et Figure 121). Leur nombre ainsi que leur longueur cumulée restent par la suite relativement constants entre 13.2% et 19.1% de raccourcissement. Au-delà de 19.1%, le nombre de failles actives ainsi que la longueur cumulée se met à chuter, traduisant la concentration de l'activité au centre de l'expérience, le long de deux bandes cisailantes (cf. Figure 119, 25%). En revanche, le nombre de failles total ainsi que la longueur cumulée du réseau entier continuent de croître jusqu'à la fin de l'expérience. En particulier, les failles apparaissant entre 19% et 25 % de raccourcissement sont donc des failles inactives ou actives trop peu de temps pour que l'activité soit détectée sur les champs de déplacement. En effet, ces nombreuses failles se créant entre 19 et 25% de raccourcissement sont de très petite taille (pour l'observation) de l'ordre du centimètre. Elles se mettent en place principalement dans les triangles extrudés, et viennent découper les blocs allongés se trouvant entre les failles NE-SW (observables sur la Figure 119 à 13.2% de raccourcissement). Ces petites fractures se forment pour accommoder le déplacement non homogène le long de ces blocs. De plus, compte tenu de la densité importante de petites failles dans les triangles extrudés, le déplacement supporté par chacune de ces failles est probablement trop faible pour qu'une activité puisse être détectée.

Le réseau final est donc un réseau assez dense composé des grandes failles entre 10 et 20 cm, accommodant la majorité des déplacements, et de nombreuses petites failles (1-2 cm) découpant les

blocs des zones extrudées. La zone centrale sans faille (cf. Figure 119, 25%) correspond à une zone de plis et de chevauchements venant se surimposer aux décrochements existants.

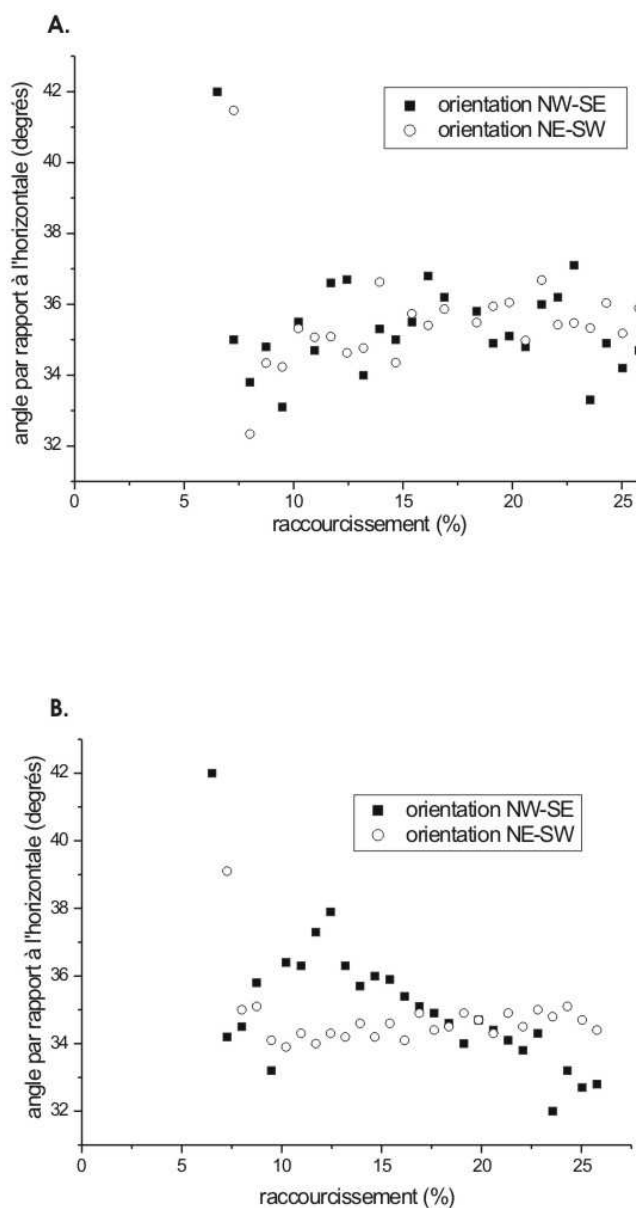


Figure 122 : Angle en valeur absolue par rapport à l'axe de compression principal (supposé horizontal) pour les failles orientées NW-SE et NE-SW. A. Orientation moyenne calculée sans prendre en compte les longueurs des failles. B. Orientations pondérées par la longueur des failles.

Malgré un nombre de failles raisonnable (de l'ordre de la centaine), les orientations des failles par rapport à l'axe de compression principal restent assez dispersées (cf. Figure 122). L'angle moyen que font les failles orientées NW-SE comme NE-SW avec l'horizontale est de l'ordre de 34-35°. L'observation de l'orientation des failles actives et des failles inactives révèlent des données également dispersées. La tendance serait à un angle un peu plus fort (augmentation inférieure à 1°) pour les failles dites inactives. L'évolution des orientations pondérées par la longueur des failles (cf.



Figure 122-B), laisse supposer comme pour les autres expériences une rotation de  $\pm 1.5^\circ$  de l'axe de compression principal par rapport à l'horizontale.

### 1.5. Expérience avec $\Gamma < 1.6$

Pour les expériences dont les paramètres fragiles/ductiles  $\Gamma$  sont inférieurs à 1.6, les réseaux de failles sont extrêmement denses et les failles de petite taille. Le déplacement accommodé par chaque faille est donc assez faible et les traces des failles ne sont pas très marquées. L'observation de l'évolution de ces réseaux de failles est donc difficile d'accès, de même que la détermination de l'activité des failles.

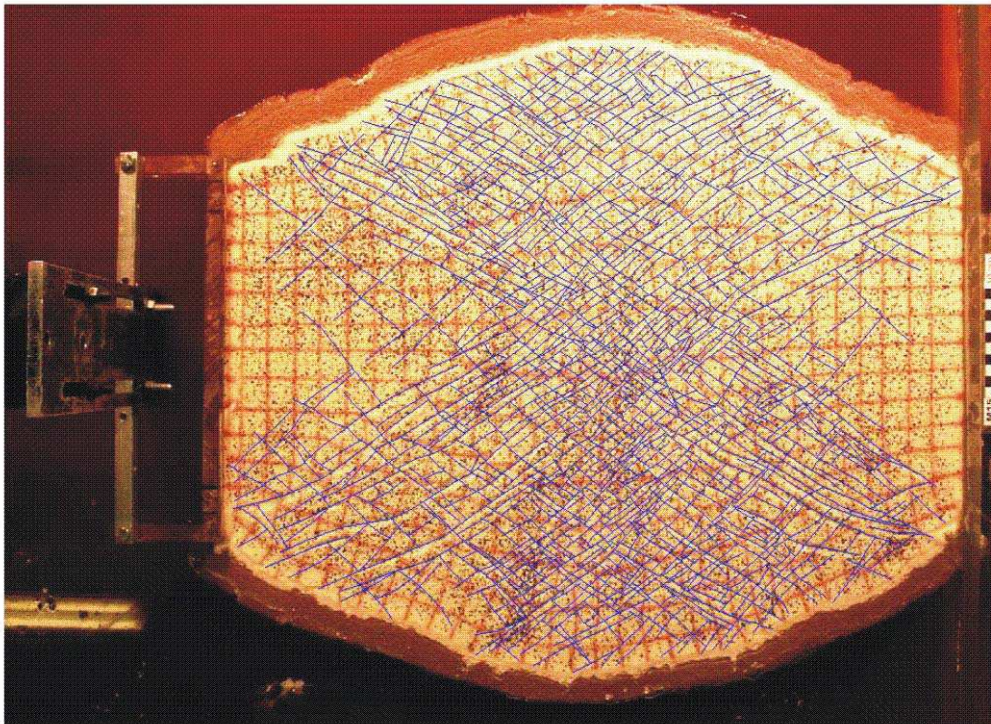


Figure 123 : Réseau de failles digitalisées de l'expérience M15 ( $\Gamma = 1.6$ ) à 22.6% de raccourcissement : 1345 failles.

La Figure 123 présente le réseau de failles de l'expérience 15 ( $\Gamma = 1.6$ ) à 22.6% de raccourcissement. En fin d'expérience, les traces des failles sont plus marquées et peuvent donc être plus facilement digitalisées. Ce réseau est composé de 1345 failles, cumulant une longueur de 40 mètres. La longueur moyenne des failles est de l'ordre de 3 cm ; ce qui représente 3.3% de la longueur initiale. L'orientation moyenne des failles par rapport à l'axe de compression principal est de l'ordre de  $39^\circ \pm 2^\circ$ .



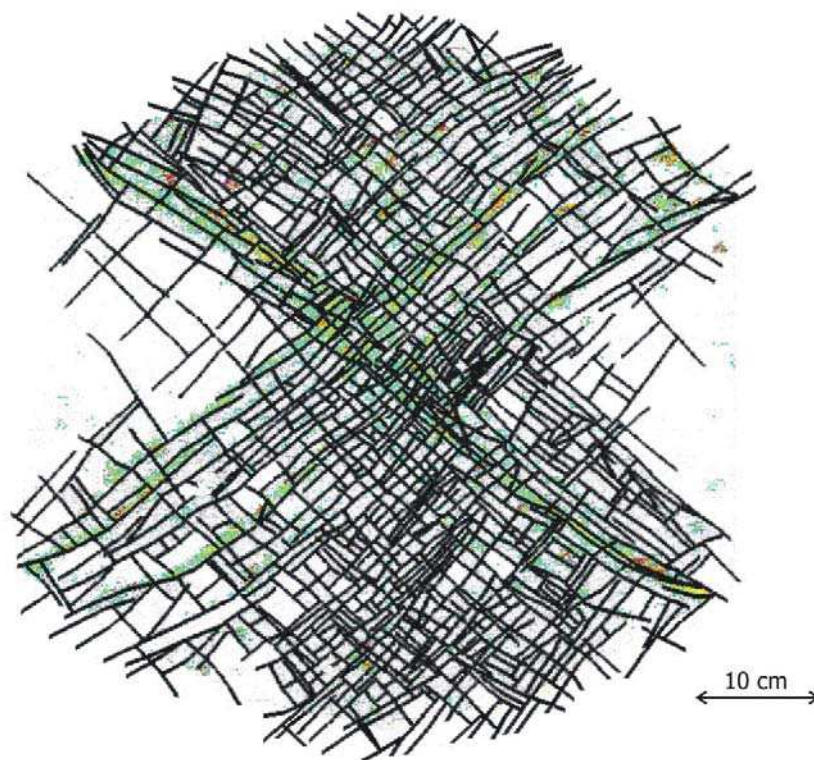


Figure 124 : Cartographie du réseau de failles de l'expérience M15 à 22.6% de raccourcissement, et représentation des zones (colorées vert-jaune) où la déformation est supérieure à 0.03.

En ce qui concerne l'activité des failles, l'observation du positionnement des zones de déformation dans le réseau de failles donne une idée de l'activité des failles. La Figure 124 représente les zones du réseau de failles où la déformation est supérieure à 0.03. Ces zones correspondent en fait aux zones de déformation non nulle ; la déformation incrémentale imposée aux limites du système est de 0.044. Les zones de déformation actives se situent principalement au centre de l'expérience, le long de deux bandes reliant les deux bords de l'expérience. Les triangles extrudés, très fortement fracturés, ne présentent que peu de déformation (en particulier, la zone sud). Comme pour l'expérience M9 (cf. Figure 119, 25%), la Figure 124 laisse penser que les failles actives se trouvent principalement le long de ces bandes de déformation. Ces zones correspondent, de plus, aux domaines dans lesquels les failles les plus longues (formées par connexion de nombreux segments) peuvent être observées. Comme pour l'expérience M9, on peut ainsi s'attendre à ce que le nombre de failles actives diminue en fin d'expérience, traduisant la concentration de la déformation.

## 2. Rôle du couplage fragile/ductile

Le couplage fragile/ductile (représenté par le paramètre fragile/ductile  $\Gamma$ ) a été défini au chapitre II comme le paramètre de contrôle de la localisation de la déformation. Ce paragraphe récapitule les effets du couplage fragile/ductile sur la morphologie des réseaux de failles décrochantes, comme sur l'évolution de la densité et des longueurs des failles du réseau.

### 2.1. Morphologie du réseau de failles

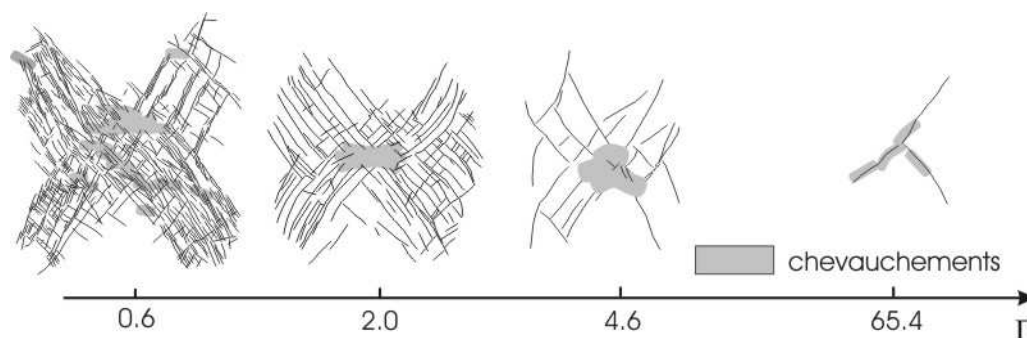


Figure 125 : Evolution de la morphologie du réseau de failles en fonction du paramètre fragile/ductile  $\Gamma$  en fin de raccourcissement (20-30%).

La Figure 125 rappelle l'évolution de la morphologie des réseaux de failles en fonction du rapport fragile-ductile. L'observation des réseaux de failles est possible pour des valeurs de  $\Gamma$  supérieures à 0.5. Pour de faibles valeurs de  $\Gamma$  (0.5-2), les réseaux de failles sont très denses et les longueurs des failles sont relativement faibles. Au contraire, pour des valeurs importantes de  $\Gamma$  ( $>2$ ), les réseaux sont peu denses et les failles de grande taille.

Le Tableau 10 récapitule les différentes caractéristiques concernant la densité des réseaux de failles. Plus la valeur de  $\Gamma$  est importante, plus la longueur moyenne des failles est grande. De manière corrélée, la distance moyenne entre les failles diminue lorsque leur longueur diminue. La largeur de bande correspond à la distance entre les deux failles bordant la bande de déformation. En général, les deux bandes conjuguées se formant en présence de deux bords libres ne présentent pas tout à fait la même largeur. En effet, la première bande, sur laquelle s'initient les premières failles, est généralement un peu plus étroite et présente une déformation un peu plus localisée. Dans l'expérience M9 ( $\Gamma=2.0$ ), par exemple, les premières failles apparaissent le long de la bande NW-SE ; elle apparaît par la suite un peu plus étroite que la bande NE-SW (cf. Figure 119). Cette largeur correspond pour un  $\Gamma$  très grand (6.1) à la distance entre les failles dans la mesure où la bande ne contient que deux failles. Pour des valeurs de  $\Gamma$  moins importantes, la largeur se stabilise rapidement aux alentours de 20-25% de la longueur initiale. Il est intéressant de constater que cette valeur correspond à la longueur de corrélation post-localisation calculée sur ces mêmes expériences (cf. Figure 101 ; III.5.3– Notion de longueur de corrélation). Cette longueur de corrélation a également été reliée à la demi-largeur des

expériences, indiquant un contrôle à grande échelle de la distribution de la déformation par les conditions aux limites.

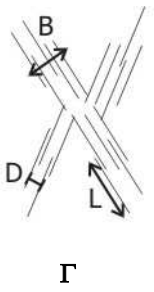
 <p>Diagram illustrating the parameters measured in the experiments. It shows a fault network with labels B (width of the deformation band), D (distance between principal faults), L (average length of principal faults), and <math>\Gamma</math> (fragile/ductile parameter).</p>	L, longueur moyenne des failles (vers 20% de raccourcissement) normalisée par rapport à la longueur initiale	D, distance entre failles principales, normalisée par rapport à la longueur initiale de l'expérience.	B, largeur totale de la bande contenant le faisceau de faille, normalisée par rapport à la longueur initiale de l'expérience.
6.1 (exp. 16)	0.17	0.13	0.13
4.6 (exp. 10)	0.14	0.07	0.17
2.0 (exp. 9)	0.11	0.03	0.22
1.6 (exp. 15)	0.03	0.013	0.25
1.2 (exp. 12)	0.04	0.011	0.24
1.0 (exp. 13)	0.02	0.015	0.20

Tableau 10 : Longueur moyenne des failles principales, distance entre failles principales et largeur totale de la bande de déformation en fonction du paramètre fragile/ductile  $\Gamma$ . Toutes les longueurs sont normalisées par rapport à la longueur initiale de l'expérience. Les mesures sont représentées sur le petit graphe.

## 2.2. Evolution de la masse de failles (actives et non actives) en fonction du couplage

Les Figure 126 et Figure 127 présentent les évolutions du nombre de failles et de la longueur cumulée pour des expériences présentant différents paramètres fragiles/ductiles. Les évolutions ont été exprimées en fonction du temps réel (en secondes) des expériences. En effet, le temps a été défini, au chapitre III, comme un paramètre commun aux différentes expériences lors de la localisation de la déformation. Conformément aux observations faites sur les réseaux de failles, pour un rapport fragile/ductile de plus en plus faible, un nombre de failles et une longueur cumulée sur l'ensemble du réseau de plus en plus importants se mettent en place. La principale différence se situe au niveau de l'évolution du nombre ou de la longueur cumulée des failles actives. En effet, pour des valeurs de  $\Gamma$  fortes (4.6 et 6.1), le nombre de failles actives et leur longueur cumulée augmentent et se stabilisent plus ou moins à une valeur plateau. Les fluctuations seront analysées plus en détail par la suite. Au contraire, pour l'expérience présentant un  $\Gamma$  de 2.0, le nombre de failles, ainsi que la longueur cumulée, augmente énormément pour diminuer de moitié lorsque la déformation se poursuit. Cette diminution du nombre de failles actives est liée à la concentration progressive de la déformation sur quelques grandes failles centrales. L'observation de l'évolution de la déformation dans l'expérience 15 ( $\Gamma=1.6$ ) au chapitre III laisse penser que le même phénomène serait observé ; en effet, une concentration de la déformation sur les failles centrales en fin d'expérience est également observée.

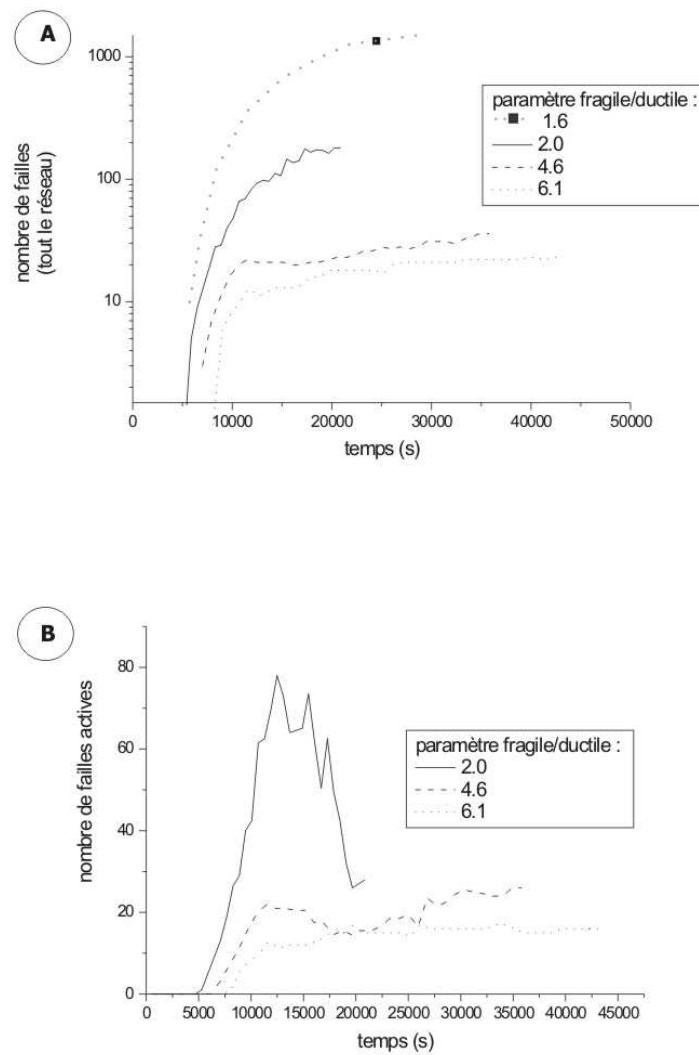


Figure 126 : Evolution du nombre de failles au cours du temps en fonction du paramètre fragile-ductile : A- Evolution du nombre de failles total. Le point de l'expérience M15 ( $\Gamma=1.6$ ) a été placé dans le graphe pour indication ; la courbe qui lui est jointe est extrapolée ; B- Evolution du nombre de failles actives.

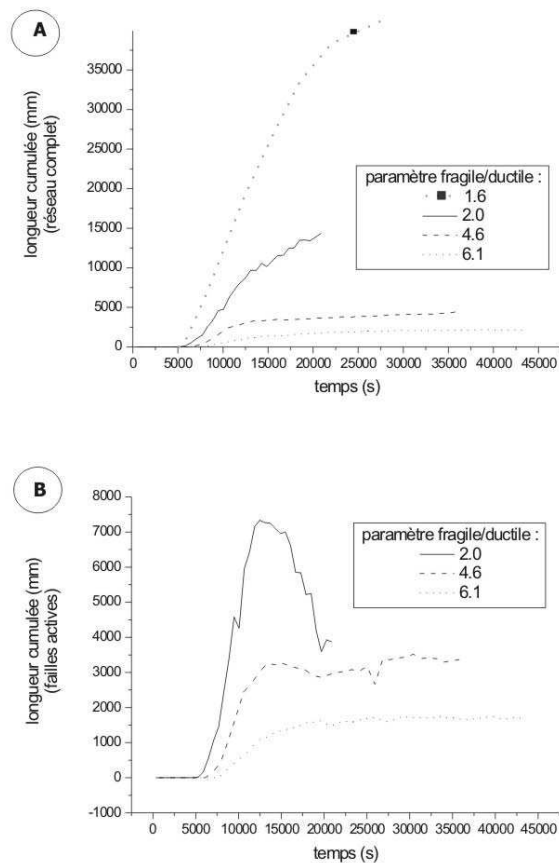


Figure 127 : Evolution de la longueur cumulée au cours du temps en fonction du paramètre fragile-ductile : A- Evolution de la longueur cumulée du réseau de failles entier ; le point de l'expérience M15 ( $\Gamma=1.6$ ) a été placé dans le graphe pour indication avec une courbe extrapolée ; B- Evolution de la longueur cumulée des failles actives.

Ces observations conduisent à définir deux types d'évolution du réseau de failles actives. Le premier, correspondant à des valeurs de  $\Gamma$  faibles, consiste à la mise en place d'un réseau très dense dès le début, dans le lequel la déformation va s'organiser progressivement. Ce type d'évolution conduit à une forte mortalité des failles actives. En effet, dans les cas où le réseau est très dense, la déformation accommodée par faille est faible ; le report d'accommodation sur des failles voisines peut conduire à ne plus déceler l'activité de certaines failles, d'où la forte mortalité des failles actives observée. Les conditions aux limites sont telles, que la déformation tendrait théoriquement à se localiser le long de deux bandes conjuguées de déformation. Dans le cas d'un réseau très dense, les interactions et connexions entre failles sont beaucoup plus nombreuses ; les possibilités de répartition de la déformation le long des bandes conjuguées sont donc multiples. Cela ne veut pas dire pour autant que de nouvelles failles n'apparaissent pas au cours de la décroissance du nombre de failles actives : une augmentation du nombre total de failles et de leur longueur cumulée est d'ailleurs observée (cf. Figure 126 et Figure 127). Cependant ces nouvelles failles restent actives peu de temps et ne participent pas aux structures principales de la localisation de la déformation.

Au contraire, lorsque la valeur de  $\Gamma$  est importante, la mise en place d'un réseau peu dense limite les interactions entre failles et conduit directement à une concentration importante de la déformation.

Les anciennes failles actives sont alors remplacées par de nouvelles dont l'orientation est compatible avec le champ de contrainte imposé par les limites et les failles environnantes. Le nombre de failles actives reste alors plus ou moins constant.

Ce passage de la déformation d'une faille à une autre est particulièrement bien observé dans l'expérience M10 ( $\Gamma=4.6$ ) (cf. Figure 128). Il est ici lié à l'avancée du piston. Dans la mesure où les conditions aux limites tendent à localiser la déformation le long de deux bandes de cisaillement liant les deux bords libres de l'expérience, l'accommodation de la déformation tend à respecter cette organisation. A 9.8% de raccourcissement (cf. Figure 128 –a), une grande structure décrochante (à l'ouest) permet d'accommoder la déformation entre les deux bords libres de l'expérience. Le déplacement le long de la bande conjuguée déplace progressivement le segment sud vers l'est, reportant la déformation sur les failles adjacentes et parallèles à la première structure (cf. Figure 128-b et c). A 21.9% de raccourcissement, une nouvelle structure continue est formée du segment le plus à l'est et du segment sud (cf. Figure 128-c). La majorité de l'activité et donc de l'accommodation de la déformation s'est reportée sur le segment le plus à l'est. Dans ce cas, toutes les failles restent actives, car le réseau est composé de très peu de failles.

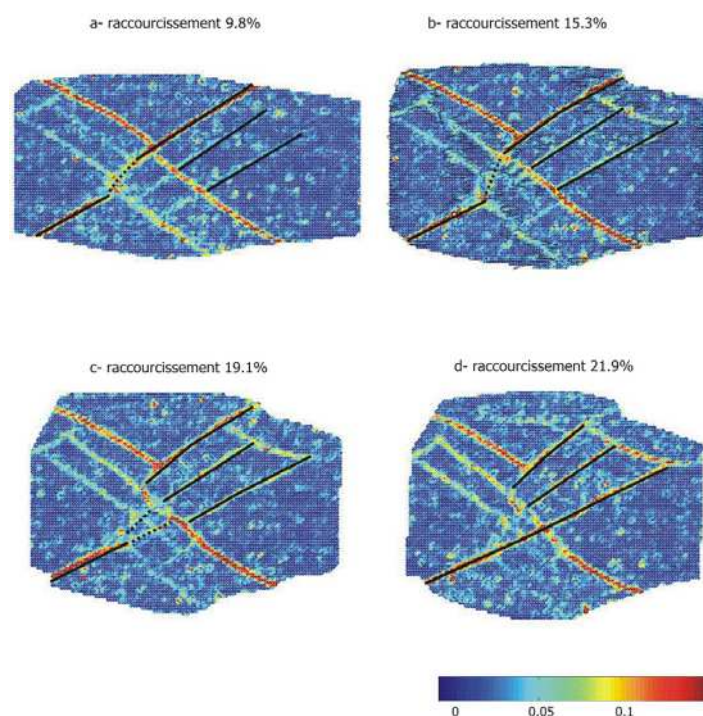


Figure 128 : Evolution de l'activité des failles au cours du raccourcissement dans l'expérience M10 ( $\Gamma=4.6$ ). Les failles concernées sont tracées de manière légèrement décalée par rapport à la déformation pour des raisons de lisibilité. Raccourcissement : a) 9.8%; b) 15.3% ; c) 19.1% ; d) 21.9%. Pour conserver un décrochement majeur au cours du raccourcissement, l'accommodation de la déformation se décale du segment ouest à est. La déformation incrémentale appliquée aux limites est de 0.0044.

Le passage entre les deux types d'évolution du réseau de failles actives (forte mortalité ou stabilité du nombre de failles actives) semble se faire de manière continue, sans seuil dans la valeur de  $\Gamma$ . En effet, dans les Figure 126 et Figure 127, l'expérience M10 ( $\Gamma$  de 4.6) présente de manière corrélée avec l'expérience  $\Gamma = 2.0$ , une portion de courbe convexe dans l'évolution du nombre de failles actives et de leur longueur cumulée.

L'orientation moyenne des failles n'évolue pas de manière significative au cours du temps après localisation (c'est-à-dire stabilisation de la déformation moyenne). Ainsi, aucune augmentation significative de l'orientation des failles non-actives à cause de la rotation des blocs n'est observée au cours de la déformation, comme le suggèrent Nur et Ron (2003). Cependant, en accord avec la loi de Coulomb, une fracture peut encore accumuler du déplacement (même si elle n'est pas orientée de façon optimale) tant que son angle avec la direction optimale prédite par la loi de Coulomb reste inférieure à une valeur critique comprise entre 25 et 40° (Nur et Ron, 2003). Dans les expériences, les rotations ne sont pas suffisantes pour conduire à une orientation supérieure à 55° par rapport à l'axe de compression principal (si l'on considère que l'orientation optimale est de 30°). Toutes les failles peuvent donc être potentiellement actives dans le champ de contraintes imposées, si la contrainte cisailante est suffisamment forte.

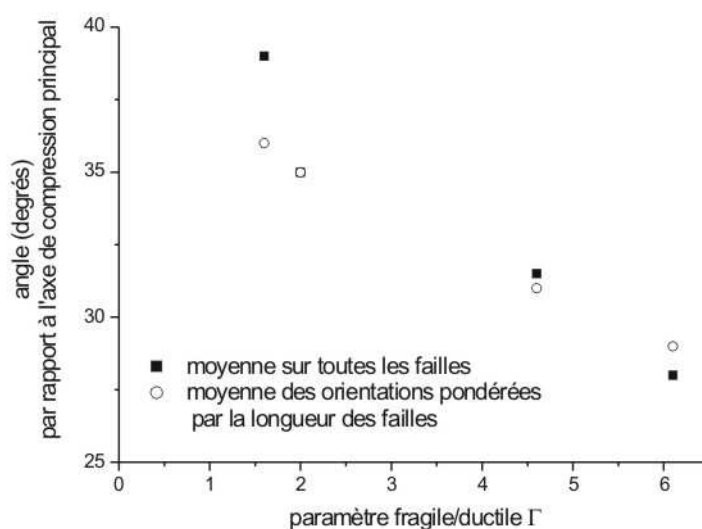


Figure 129 : Evolution de l'angle moyen des failles par rapport à l'axe de compression principal en fonction du paramètre fragile/ductile  $\Gamma$  ; l'angle est une moyenne des orientations mesurées sur les deux bandes conjuguées de déformation, sur l'ensemble des failles, avec et sans pondération des orientations par la longueur des failles. Pour  $\Gamma=6.1$ , la dispersion angulaire est de 14° (en amplitude). Pour  $\Gamma=4.6$ , la dispersion angulaire est de 23°. Pour  $\Gamma=2.0$ , la dispersion angulaire est de 22°. Pour  $\Gamma=1.6$ , la dispersion angulaire est de 16°.

En revanche, l'orientation moyenne des failles par rapport à l'axe de compression principal, après localisation de la déformation, semble dépendre du paramètre fragile/ductile. Ainsi, l'orientation décroît de 39° à 28° lorsque  $\Gamma$  passe de 1.6 à 6.1 (cf. Figure 129). L'évolution des orientations

moyennes pondérées par la longueur des failles présente une décroissance encore plus linéaire avec  $\Gamma$  (décroissance de  $36^\circ$  à  $29^\circ$ ).

$\Gamma$	Raccourcissement : 3-7%	Raccourcissement : 17-25%
6.1	$33.5^\circ \pm 0.5$	$28.2^\circ \pm 2$
4.6	$35^\circ \pm 1$	$31.5^\circ \pm 6$
2.0	$35.6^\circ \pm 2$	$37.6^\circ \pm 1.5$

Tableau 11 : Orientation de quelques bandes de déformations actives au début et en fin d'expérience pour différentes valeurs du paramètre fragile/ductile  $\Gamma$ .

L'orientation des bandes de déformation actives, sans prendre en compte les failles, semble plus ou moins constante quelle que soit la valeur de  $\Gamma$  avant localisation : entre  $33$  et  $36.5^\circ$ . En revanche après localisation, une plus grande disparité dans les orientations est observée, avec toutefois des orientations en moyenne plus faible pour de fortes valeurs de  $\Gamma$  et plus fortes pour de faibles valeurs de  $\Gamma$  (cf. Tableau 11).

Dans ces expériences, l'orientation des failles n'est pas liée (ou très faiblement) à la rotation des blocs. L'observation de la rotation des blocs dans les expériences montre que celle-ci est très faible. Il peut s'agir des effets de perturbation du champ de contraintes liés au développement et à l'existence de failles (Crider et Pollard, 1998 ; Kattenhorn et al, 2000, Maerten et al., 2002). Mais dans ce cas, il devrait y avoir une évolution de l'orientation des failles, comme pour la rotation ; ce qui n'est pas vraiment le cas.

La décroissance de l'angle de rotation peut être également reliée directement au couplage fragile/ductile. En effet, dans un matériau fragile pur, comme le sable, les failles se forment théoriquement à  $30^\circ$  par rapport à l'axe de compression principal ; cet angle constituerait alors le pôle fragile. Au contraire, dans un matériau ductile parfait, les bandes de cisaillement sont supposées se former à  $45^\circ$ . Cet angle représenterait le pôle ductile. Les orientations moyennes, à l'exception de l'expérience très localisante, sont effectivement comprises entre ces deux bornes. L'orientation de  $28^\circ$ , obtenue sur l'expérience très localisante, pourrait peut-être être expliquée par la composante extensive un peu plus marquée de cette expérience. En effet, dans la mesure où la résistance du domaine fragile est largement dominante, des failles à  $30^\circ$  pourraient être attendues. Cependant, l'existence d'une composante extensive sur les décrochements aurait tendance à former des structures plus parallèles à l'axe de compression principale. De même, sur l'expérience M10 ( $\Gamma=4.6$ ), une composante extensive existe également et se traduit même en fin d'expérience par la création d'une faille extensive parallèle à l'axe de compression principale dans la zone extrudée nord (cf. Figure 115, 21.9% de raccourcissement).

Enfin, le calcul de l'orientation des failles ne devrait peut-être pas prendre en compte toute la longueur de la faille, mais seulement la partie active.



### 3. Relation déformation-fracturation

Un des enjeux de cette étude est de connaître le lien génétique entre la déformation et la fracturation. Il s'agit également de savoir dans quelle mesure la fracturation est le support privilégié de la déformation du milieu et si l'analyse de la déformation peut nous renseigner directement sur l'activité du réseau de failles.

L'observation des champs de déformation ainsi que celle de la croissance des failles nous montre que la morphologie finale générale du réseau de failles est définie dès la localisation de la déformation. L'organisation des bandes de concentration de la déformation, se mettant en place pendant la localisation de la déformation, donne une idée très précise de la morphologie du réseau de failles et de l'emplacement des futures failles, même si celles-ci n'apparaissent pas à la surface immédiatement. Ainsi, dans la Figure 130, la déformation semble concentrée sur une bande située dans le cercle blanc à 4.2% de raccourcissement. De la même façon, la déformation est concentrée dans le cercle rouge à 4.2% de raccourcissement. A 5.8% de raccourcissement, alors que la faille liée à la déformation située dans le cercle rouge est apparue, aucune faille, ni même une forte déformation n'est visible dans le cercle blanc. Une faille apparaît finalement dans le cercle blanc à 7.9% de raccourcissement, sans être associée à une très forte déformation. Il est difficile de dire si cette faille résulte d'une localisation de la déformation plus lente que pour les autres ou si elle existait déjà en profondeur à 4.2% de raccourcissement. Dans ce cas, la faible déformation accommodée a pu conduire à une croissance lente et une visibilité tardive de la faille en surface.

De manière générale, la présence d'une bande de déformation semble conduire à l'existence d'une faille. Mais de la même façon, la présence d'une faille permet aussi par la suite de concentrer la déformation.

Pour caractériser au mieux le lien entre la déformation et la fracturation du milieu, l'évolution de la dimension de corrélation est analysée en rapport avec l'évolution du réseau de failles. Des bilans de déformations sont également effectués pour quantifier la part de déplacement réellement accommodée par les failles.

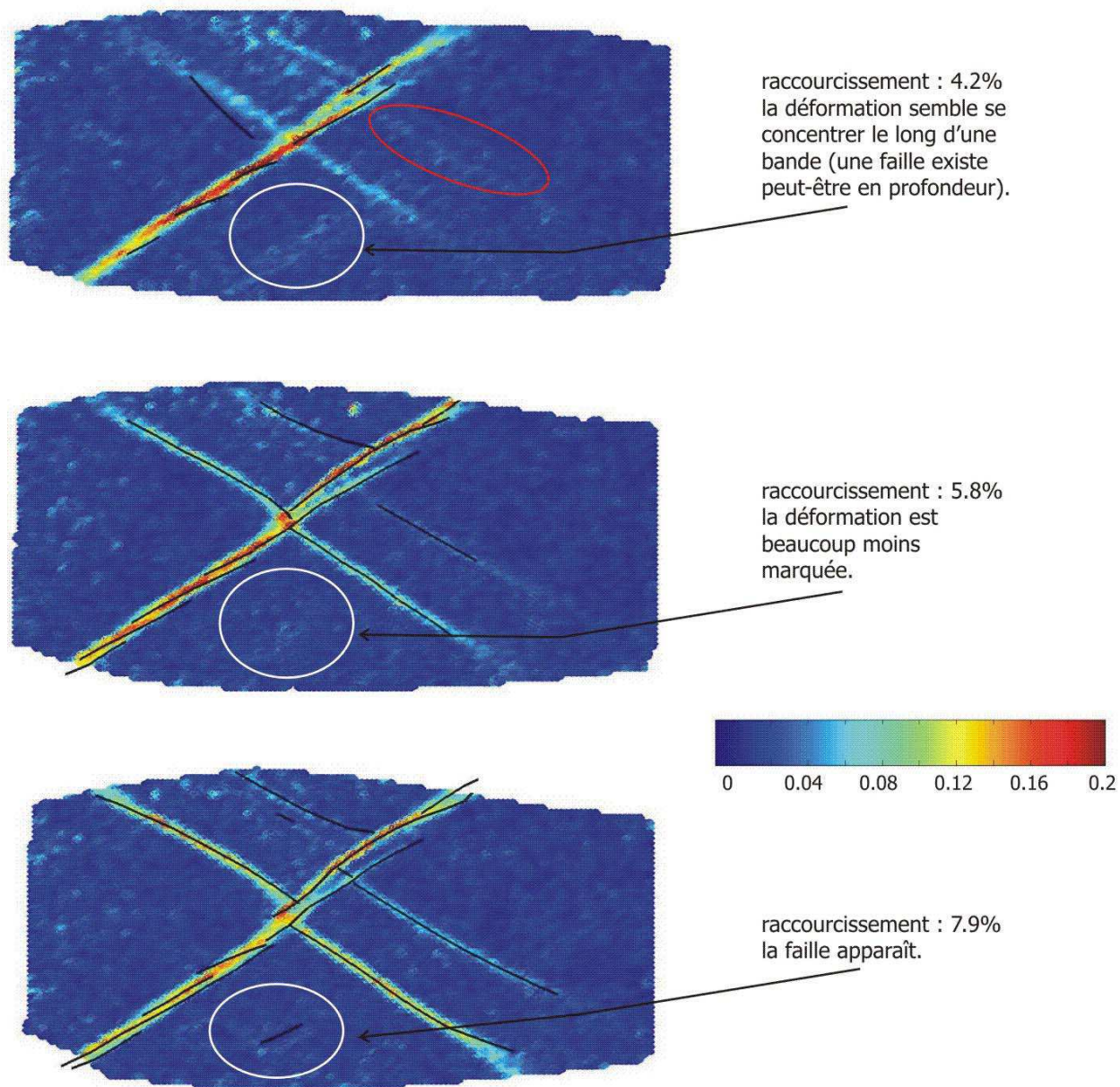


Figure 130 : Lien entre la concentration de la déformation et l'apparition des failles. La déformation incrémentale est de 0.0042 et  $\Gamma$  vaut 6.1

### 3.1. Dimension de corrélation calculée sur les déformations et croissance des failles

Pour analyser le rapport existant entre l'organisation de la déformation et l'évolution du réseau de failles, les évolutions du nombre de failles (actives ou non) ainsi que celles de la longueur cumulée sont mises en parallèle de l'évolution de la dimension de corrélation calculée sur les déformations au chapitre III. La dimension de corrélation caractérise en quelque sorte l'organisation spatiale de la masse des failles actives et donc de la déformation. Dans un domaine en 2D, une dimension de corrélation de 2 caractérise une déformation homogène dans le système. Une dimension de 1 est représentative d'une concentration de la déformation le long de structures linéaires infinies. Ainsi comme cela a été montré au chapitre III (§4.2), la valeur de  $D_c$  est sensible aux fluctuations de l'intensité des déformations, représentées plus particulièrement par la variation de la moyenne des carrés des déformations. Une dimension  $D_c$  de 1 ne veut donc pas dire pour autant que le réseau de failles n'est constitué que d'une grande faille ; la déformation peut être par exemple concentrée sur une seule faille d'un réseau plus dense.

Ainsi de manière simplifiée, si la déformation est localisée le long de failles et présente une dimension de corrélation  $D_{c1}$ , la création de nouvelles failles actives à une certaine distance des premières failles toujours actives peut délocaliser la déformation. Cette délocalisation peut conduire à diminuer les fluctuations des déformations dans l'espace ; une augmentation de  $D_{c1}$  est alors attendue. Au contraire, une chute de  $D_{c1}$  peut être observée, si la déformation tend à se concentrer sur quelques failles placées le long d'une bande de déformation, comme cela peut être observé sur l'expérience M9 ( $\Gamma=2.0$ ) en fin d'expérience (cf. Figure 119). Dans ce cas, la structure globale du réseau n'est pas modifiée.

On peut noter que l'apparition de failles actives n'est pas forcément liée à une augmentation de la valeur de  $D_c$ , si la même répartition des déformations est conservée. Dans ce cas, la valeur de  $D_c$  n'est pas modifiée.

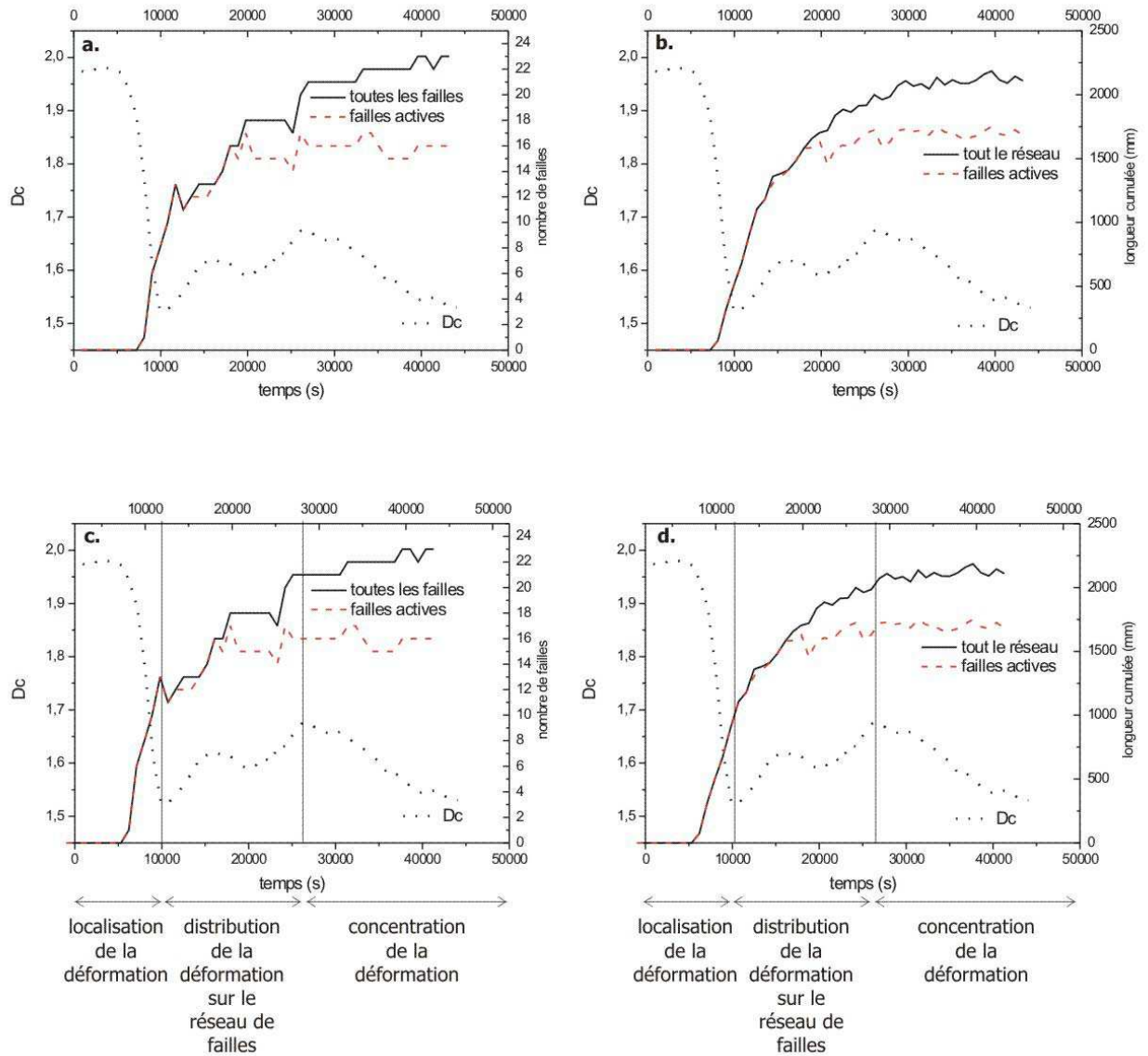


Figure 131 : Evolution de la dimension de corrélation  $D_c$ , du nombre et de la longueur cumulée de failles en fonction du temps pour l'expérience M16 ( $\Gamma=6.1$ ). a) évolution de  $D_c$  et du nombre de failles actives ou non ; b) évolution de  $D_c$  et de la longueur cumulée des failles actives ou non ; c) et d) les courbes de l'évolution du nombre et de la longueur cumulée des failles ont été décalées d'un temps correspondant au décalage observé entre concentration de la déformation et visualisation de la faille (décalage = 1900 s).

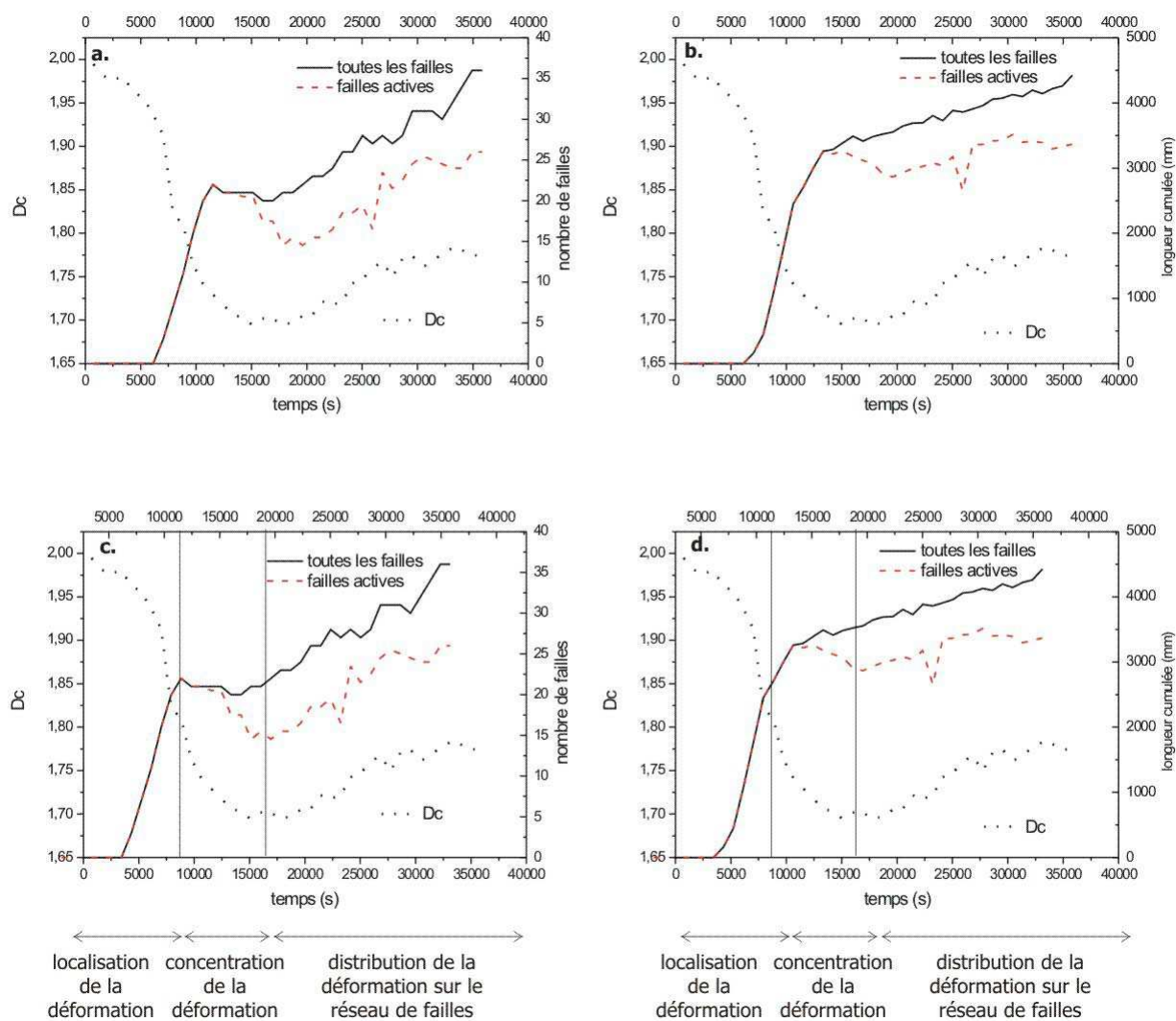


Figure 132 : Evolution de la dimension de corrélation  $D_c$ , du nombre et de la longueur cumulée de failles en fonction du temps pour l'expérience M10 ( $\Gamma=4.6$ ). a) évolution de  $D_c$  et du nombre de failles actives ou non ; b) évolution de  $D_c$  et de la longueur cumulée des failles actives ou non ; c) et d) les courbes de l'évolution du nombre et de la longueur cumulée des failles ont été décalées d'un temps correspondant au décalage observé entre concentration de la déformation et visualisation de la faille (décalage = 2700 s).



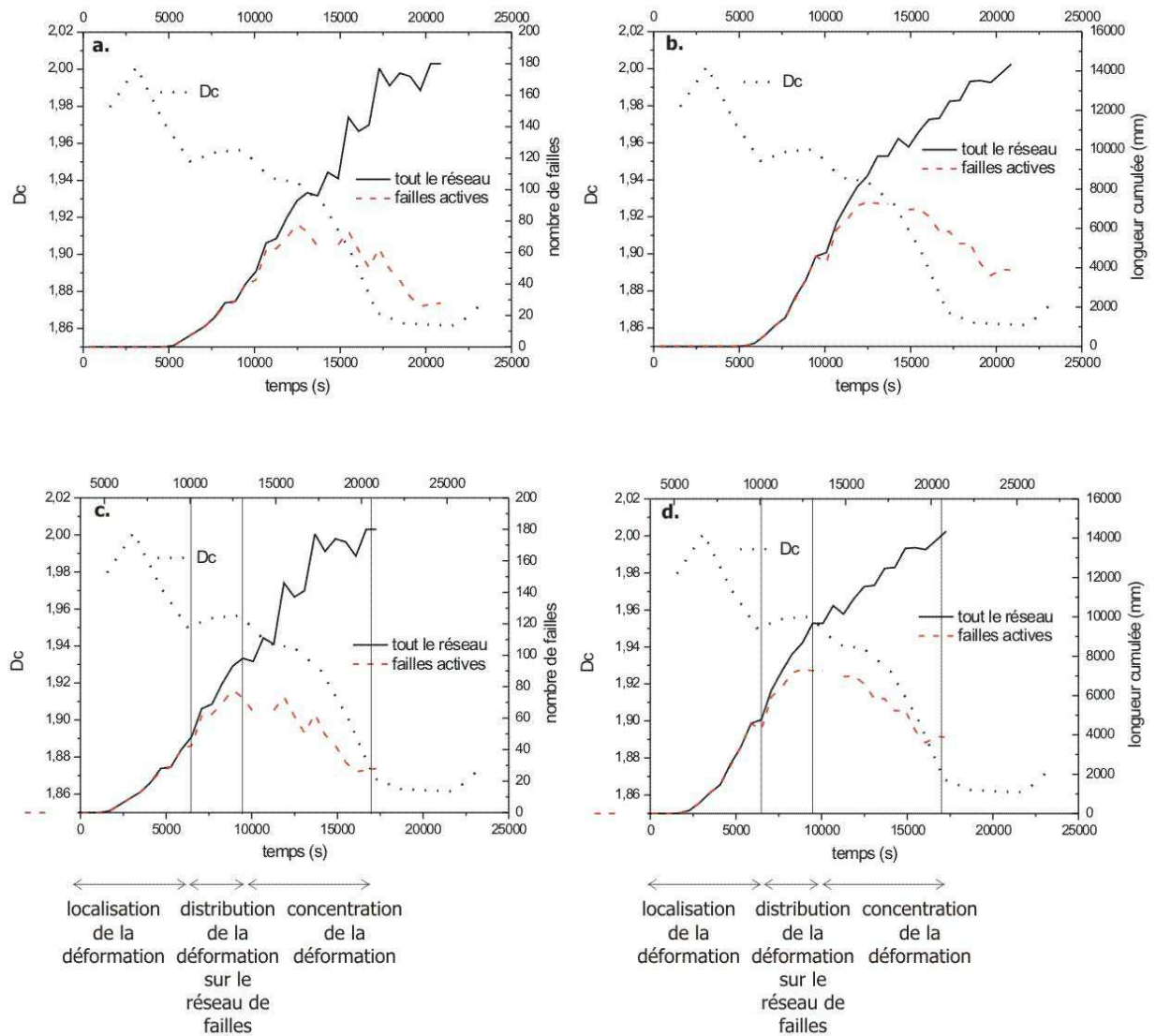


Figure 133 : Evolution de la dimension de corrélation  $D_c$ , du nombre et de la longueur cumulée de failles en fonction du temps pour l'expérience M9 ( $\Gamma=2.0$ ). a) évolution de  $D_c$  et du nombre de failles actives ou non ; b) évolution de  $D_c$  et de la longueur cumulée des failles actives ou non ; c) et d) les courbes de l'évolution du nombre et de la longueur cumulée des failles ont été décalées d'un temps correspondant au décalage observé entre concentration de la déformation et visualisation de la faille (décalage = 3600 s).

Les Figure 131, Figure 132 et Figure 133 présentent les évolutions parallèles de la dimension de corrélation  $D_c$  calculée sur les déformations, du nombre de failles ainsi que de la longueur cumulée (graphes a et b). Des évolutions similaires sont constatées entre les courbes de  $D_c$  et les courbes du nombre ou de la longueur cumulée des failles actives. Cependant, les évolutions présentent généralement des décalages. Ainsi, dans la Figure 132a) et b), le minimum dans la courbe de l'évolution du nombre de failles actives est décalé par rapport au minimum de  $D_c$ . Or, il serait justifié de penser que le maximum de concentration de la déformation est atteint lorsque la valeur de  $D_c$  est minimale et que la déformation est concentrée sur un nombre minimal de failles actives.

Il est donc intéressant de quantifier le retard existant entre la localisation de la déformation sur une faille existant peut-être en profondeur et le moment où la visualisation de la faille est possible. Pour cela, deux méthodes ont été testées.

La première, qualitative, consiste à estimer, à partir des images des champs de déformation, le temps entre la visualisation de la localisation de la déformation le long d'une bande étroite et le temps d'apparition de la faille.

La seconde méthode, davantage quantitative, consiste à dire que la période de localisation correspond à la mise en place du réseau de failles. Cette période correspond donc à la croissance rapide du nombre de failles. Pendant la période de localisation, toutes les failles, qui se forment, sont considérées comme actives. La fin de la croissance du nombre ou de la longueur cumulée des failles actives a donc été corrélée avec la fin de la localisation observée sur l'évolution de la déformation moyenne en fonction du temps (cf. chapitre III).

Ainsi, pour l'expérience M16 ( $\Gamma=6.1$ ), la fin de la localisation de la déformation fixée à 11600 secondes a été mise en correspondance avec la fin de la croissance de la longueur cumulée des failles (juste avant que certaines failles ne deviennent inactives) à 13500 secondes. Le retard d'apparition des failles est alors de 1900 secondes (0.9% de raccourcissement). Pour l'expérience M10 ( $\Gamma=4.6$ ), la fin de la localisation de la déformation fixée à 10620 secondes a été mise en correspondance avec la fin de la croissance de la longueur cumulée des failles (juste avant que certaines failles ne deviennent inactives) à 13320 secondes. Le retard d'apparition des failles est alors de 2700 secondes (1.65% de raccourcissement). Enfin, pour l'expérience M9 ( $\Gamma=2.0$ ), la fin de la localisation de la déformation fixée à 7080 secondes a été mise en correspondance avec le point marquant la rupture de pente importante dans la croissance du nombre de failles ou de la longueur cumulée à 10680 secondes. Dans ce cas, certaines failles inactives ont été incorporées à la phase de localisation, dans la mesure où il n'y avait pas encore de différence notable entre l'évolution du réseau total et du réseau de failles actives. Le retard d'apparition des failles est alors de 3600 secondes (4.4% de raccourcissement).

Les Figure 131, Figure 132 et Figure 133 c) et d) représentent les correspondances entre les différentes courbes, après avoir effectué le décalage temporel des courbes du nombre et de la longueur cumulée des failles. Dans toutes les expériences, la phase de localisation de la déformation est caractérisée par une chute importante de la dimension de corrélation  $D_c$  et par la mise en place du réseau de failles. Une fois la phase de localisation passée, plusieurs évolutions sont observées.

Dans le cas de l'expérience M16 ( $\Gamma=6.1$ ), la dimension de corrélation  $D_c$  augmente après localisation, traduisant une localisation moins importante de la déformation (cf. Figure 131). L'augmentation s'accompagne effectivement d'une augmentation du nombre de failles actives. Par la suite, le nombre de failles se stabilise, mais la dimension de corrélation diminue. La diminution de  $D_c$  traduit la concentration de la déformation sur quelques failles, ce qui est effectivement observable sur les champs de déformation. Le nombre de failles actives reste effectivement le même, mais l'activité devient beaucoup plus importante sur quelques failles en particulier.

Dans le cas de l'expérience M10 ( $\Gamma=4.6$ ), après localisation, le nombre de failles actives décroît fortement, se traduisant par une augmentation des fluctuations locales de la déformation et par la poursuite de la décroissance de  $D_c$  (cf. Figure 132). Vers 20000 secondes, le nombre de failles actives ré-augmente ; cette phase s'accompagne de l'augmentation de  $D_c$ . Vers 20000 secondes (12% de raccourcissement ; 14% de raccourcissement au niveau de l'évolution du réseau de failles), une petite partie de la déformation est effectivement reportée sur des failles venant découper les grands blocs existants (cf. Figure 115).

Dans l'expérience M9 ( $\Gamma=2.0$ ), après localisation, le nombre de failles actives continue à augmenter comme dans l'expérience M16. Cela conduit en fin de compte à une légère augmentation de  $D_c$ . Au-delà de 9000 secondes (11% de raccourcissement), la dimension de corrélation diminue, corrélée à la diminution du nombre de failles actives. Entre 15 et 25% de raccourcissement, une concentration de la déformation sur les failles centrales de l'expérience est observée (cf. Figure 119).

La comparaison des évolutions de  $D_c$  et du nombre de failles actives montre que, moins il y a de failles dans le système, plus l'évolution de nombre de failles aura des répercussions importantes sur la dimension de corrélation. Ceci est tout à fait compréhensible dans la mesure où chaque faille active d'un système peu dense, a un « poids » plus important lors de l'accommodation de la déformation. Ainsi dans l'expérience M16 (cf. Figure 131), l'apparition de quatre failles actives dans le système entre 12000 et 26000 secondes (graphique prenant en compte le décalage temporel) entraîne une augmentation de  $D_c$  de 0.1. Tandis que dans l'expérience M9 (cf. Figure 133), l'apparition de 15 failles actives entre 6200 et 8000 secondes entraîne une augmentation de  $D_c$  inférieure à 0.01.

Une fois le retard de visualisation des failles pris en compte, une bonne corrélation entre l'évolution de la dimension de corrélation  $D_c$  et l'évolution du réseau de failles (nombre de failles ou longueur cumulée) est observée. Dans la mesure où l'activité d'une faille est définie sans distinction de longueur ou de quantité de déformation accommodée par la faille (l'activité étant définie de manière visuelle, cela implique que les déplacements accommodés soient supérieurs à 0.1-0.2 mm), la mesure de  $D_c$  permet une analyse plus fine et surtout en temps réel de la répartition de la déformation. Par exemple, dans le cas de l'expérience M16 (cf. Figure 131), la dimension de corrélation permet de mettre en évidence l'augmentation de la concentration de la déformation sur quelques failles, bien qu'il n'y ait pas de diminution du nombre de failles actives.



### 3.2. Bilan de déplacements

Si l'évolution de la déformation est liée à celle du réseau de failles, il s'agit de savoir quelle part réelle de la déformation est accommodée par les failles. Pour cela, des profils de déplacement ont été réalisés parallèlement à l'axe de compression principal (cf. Figure 134, Figure 135 et Figure 136). Le déplacement est mesuré le long de l'axe horizontal pour chaque faille rencontrée. Le cumul des déplacements le long des failles est par la suite comparé au déplacement horizontal appliqué aux bornes du système, contrôlé par le déplacement incrémental du piston. Le pourcentage de déplacement réellement accommodé par les failles est ainsi obtenu. Il est à noter que dans la mesure où les réseaux de failles sont symétriques par rapport à l'axe de compression, les déplacements perpendiculaires à l'axe de compression sont probablement symétriques de part et d'autre de l'axe et qu'un profil vertical donnerait une somme des déplacements nulle.

La Figure 134 présente différents profils réalisés à 7.5%, 8.7% et 19% de raccourcissement sur l'expérience M16 ( $\Gamma=6.1$ ). Dans cette expérience, la déformation incrémentale est de 0.0042 (=déplacement incrémental / longueur initiale de l'expérience). Le déplacement incrémental est donc de 2.5 mm. A 7.5% de raccourcissement, le pourcentage de déplacement accommodé par les failles n'est que de 72-73%. On remarque que le déplacement cumulé, mesuré aux deux bouts des profils, est inférieur au déplacement incrémental. Une part du déplacement est peut-être encore accommodée par la compaction du sable le long des bords rigides (boîte et piston). Les bords (~2 cm) ne sont pas pris en compte dans le tracé des profils. D'autre part, certaines zones comme l'angle sud-est sont en train de se déformer sans donner lieu pour l'instant à des failles visibles. A 8.7% de raccourcissement, le développement des failles dans les zones extrudées a permis d'accommoder une partie de la déformation à 95% sur le profil nord et à 79% sur le profil sud. Il subsiste cependant une zone déformée non faillée dans le quart sud-est, qui accommode 5% de la déformation. A 19% de raccourcissement, le réseau de failles actives est stabilisé et la zone sud-est s'est fracturée. La déformation est accommodée par les failles à 92% - 95%.

La Figure 135 présente les profils de déplacements réalisés sur l'expérience 10 ( $\Gamma=4.6$ ) à 12%, 15.8% et 16.9% de raccourcissement. La déformation incrémentale est de 0.0044, ce qui correspond à un déplacement incrémental de 3.9 mm. A 12% de raccourcissement, la déformation est accommodée à 86% par les quatre grandes failles principales (sauts majeurs dans les profils de déplacements). A 15.8% de raccourcissement, plus de 90% de la déformation est accommodée par les failles sur les profils externes. Le profil central présente une accommodation de la déformation plus faible sur les failles. Les blocs délimités par les failles du quart nord-est (celui de gauche en particulier) sont en train de se déformer. Les failles existent peut-être déjà en profondeur mais n'apparaissent que plus tardivement ou bien sont en voie de formation. A 16.9% de raccourcissement, la faille, qui est apparue dans un des blocs, permet d'accommoder une partie de la déformation interne de ce bloc. En référence à la Figure 128, il est intéressant de constater que le déplacement accommodé par la faille sud-ouest correspond exactement à la somme des déplacements accommodés sur les quatre failles (en prenant en compte la faille interne au bloc) du quart nord-ouest.

La Figure 136 présente les profils de déplacements réalisés à 14.7% et 22.1% de raccourcissement sur l'expérience 9 ( $\Gamma=2.0$ ). L'ensemble des profils montre que la déformation est accommodée à 80-

85% par le réseau de failles. A 22.1% de raccourcissement, si seules les failles majeures considérées comme actives (déplacement supérieur à 0.2 mm) sont prises en compte (cf. Figure 119 ; 19.1% - 25% de raccourcissement), alors la déformation accommodée par les failles actives n'est plus que de 55%. Le rôle des petites failles dans l'accommodation de la déformation ne peut donc être négligé.

L'ensemble des profils montre que les failles sont largement prédominantes dans l'accommodation de la déformation.

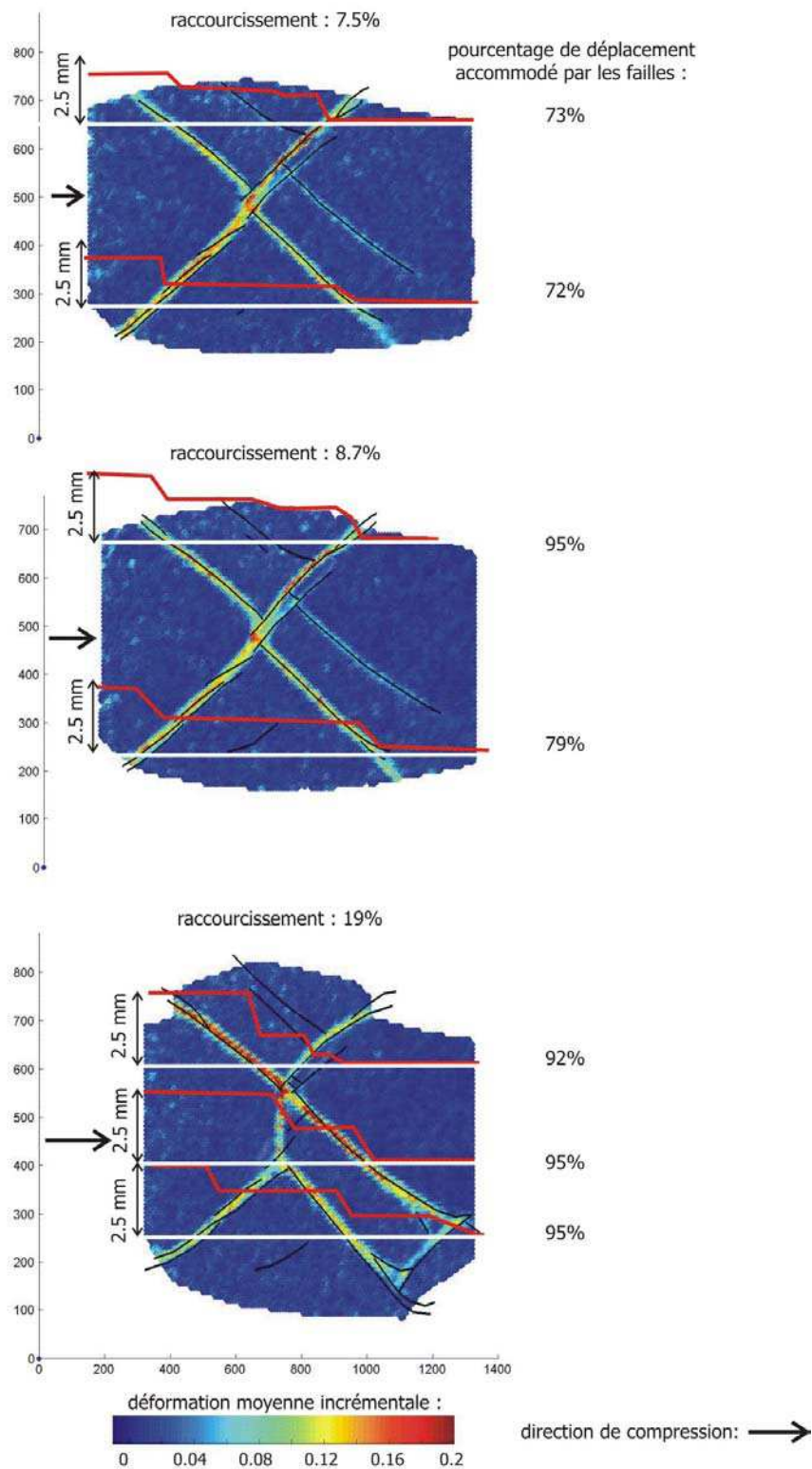


Figure 134 : Profils de déplacements parallèles à l'axe de compression principal dans l'expérience M16 ( $\Gamma=6.1$ ). Les traits blancs correspondent aux traits de coupe et les courbes rouges aux profils des déplacements horizontaux. La valeur de déplacement à la gauche des profils indique le déplacement incrémental lié au raccourcissement appliqué aux bornes du système. Le pourcentage de déplacement réellement accommodé par les failles est donné à la droite des profils.

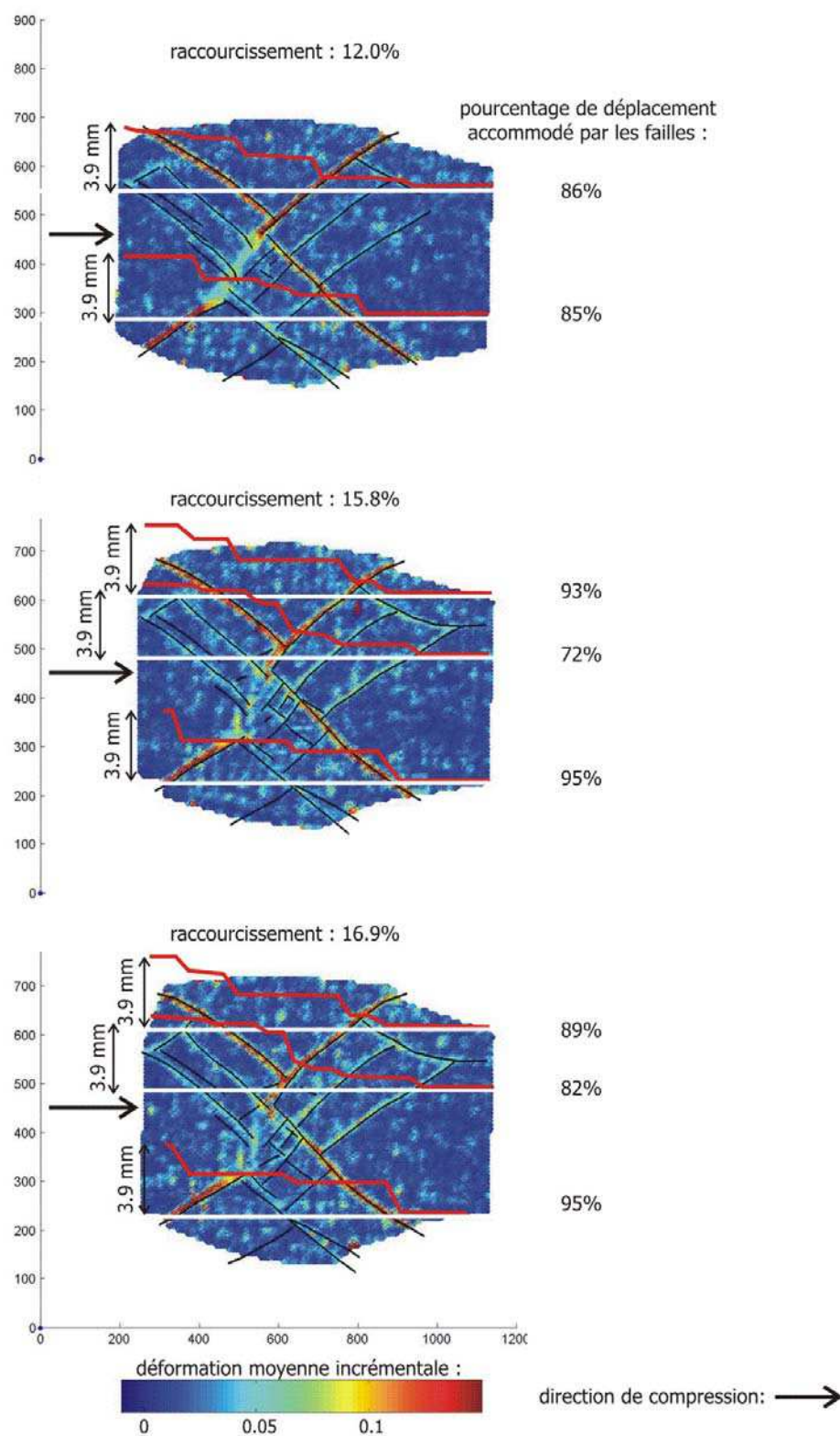


Figure 135 : Profils de déplacements parallèles à l'axe de compression principal dans l'expérience M10 ( $\Gamma=4.6$ ). Les traits blancs correspondent aux traits de coupe et les courbes rouges aux profils des déplacements horizontaux. La valeur de déplacement à la gauche des profils indique le déplacement incrémental lié au raccourcissement appliqué aux bornes du système. Le pourcentage de déplacement réellement accommodé par les failles est donné à la droite des profils.

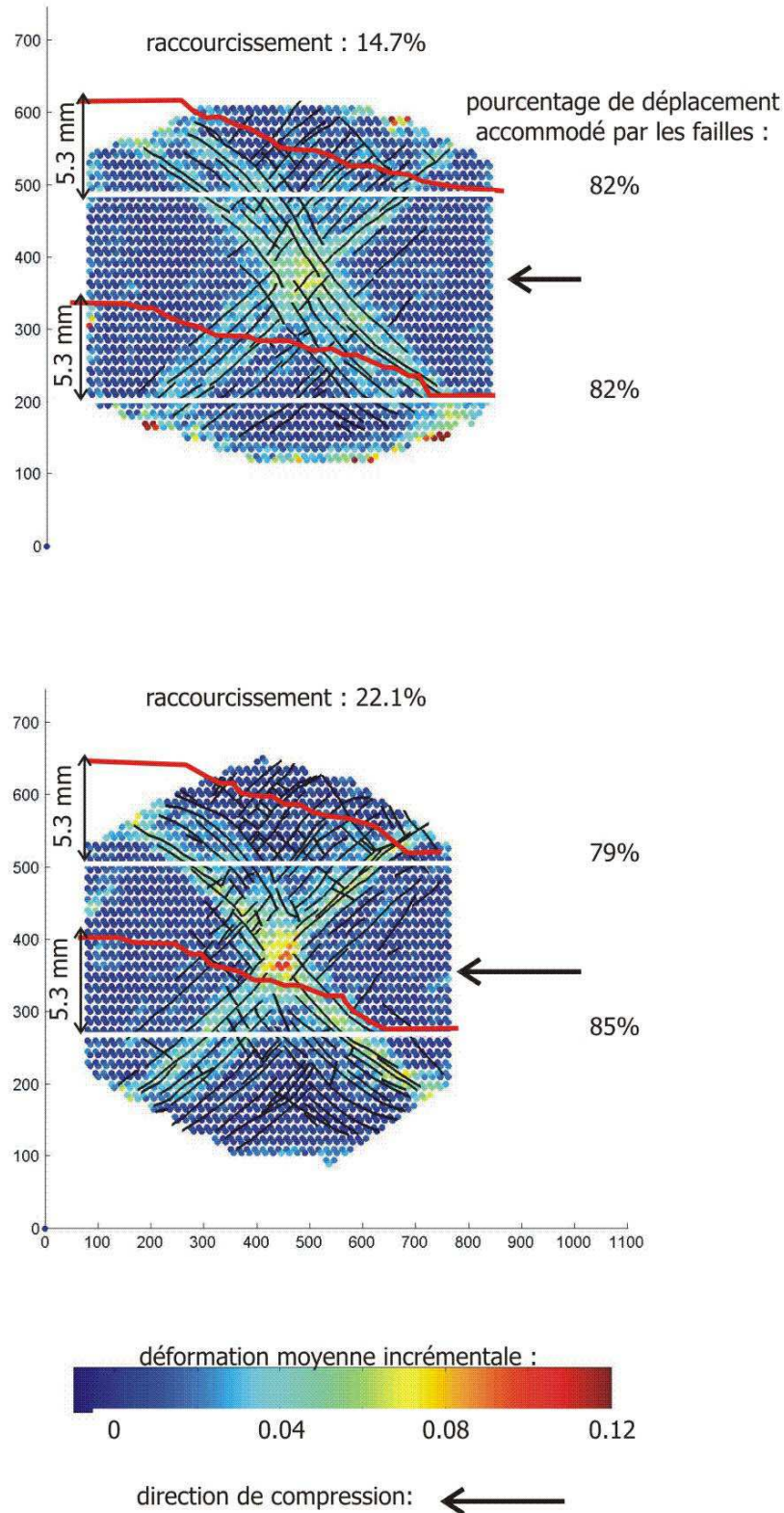


Figure 136 : Profils de déplacements parallèles à l'axe de compression principal dans l'expérience M9 ( $\Gamma=2.0$ ). Les traits blancs correspondent aux traits de coupe et les courbes rouges aux profils des déplacements horizontaux. La valeur de déplacement à la gauche des profils indique le déplacement incrémental lié au raccourcissement appliqué aux bornes du système. Le pourcentage de déplacement réellement accommodé par les failles est donné à la droite des profils.

## 4. Lois d'échelle des réseaux de failles

La géométrie des réseaux de failles peut être décrite par des lois d'échelles (Barton et Larsen, 1985 ; Okubo et Aki, 1987 ; Hirata, 1989 ; Davy et al., 1990 ; Vignes-Adler et al., 1991 ; Matsumoto et al., 1992 ; Gautier et Lake, 1993 ; Bonnet et al., 2001). Des simulations numériques fondées sur la rupture de fusibles disposés en réseaux montrent que les exposants des lois d'échelles sont fonction des mécanismes de déformation impliqués (Vanneste et Sornette, 1992) et de la classe de désordre introduite (Hansen et al., 1991 ; cf. chapitre I).

Pour caractériser au mieux l'organisation spatiale des réseaux de failles, la distribution des longueurs ainsi que la distribution des barycentres des failles peuvent être mesurées. Les longueurs et barycentres des failles sont obtenus à partir des réseaux de failles digitalisés, en sommant les différents segments reliant les points composant la trace de la faille et en calculant le barycentre de ces mêmes points. Dans la mesure où les réseaux de failles ont été digitalisés pour des expériences localisantes à très localisantes ( $\Gamma = 1.6$  à  $6.1$ ), le faible nombre de failles de certaines expériences risque d'être un facteur limitant à la description statistique des réseaux (expériences 9, 10, 16). Seule l'expérience M15 ( $\Gamma = 1.6$ ), dont seulement deux étapes ont pu être digitalisées, permet une description statistique plus fiable, dans la mesure où le nombre de failles par réseau est de l'ordre de 1300.

### 4.1. Lois calculées

La distribution des barycentres des failles est calculée à partir de la fonction de corrélation à deux points (définie dans le chapitre III ; Davy et al., 1990 ; Sornette et al., 1993 ; Bour et Davy, 1999). Pour un système constitué de points, la fonction de corrélation est définie comme suit :

$$C(R) = \frac{2 N_p(R)}{N(N-1)}$$
 (Hentschel et Proccacia, 1983).  $N(p)$  est le nombre de couples de points dont la distance est inférieure à  $R$  et  $N$  est le nombre total de points du système. Si la distribution des barycentres présente une loi d'échelle, une dépendance de  $C(R)$  avec l'échelle  $R$  est attendue, de telle sorte que  $C(R) \sim R^{D_c}$  où  $D_c$  est la dimension de corrélation.

La distribution des longueurs est calculée à partir de la distribution de densité des longueurs de failles  $n(l)$  (Davy, 1993).  $n(l) = N(l)/dl$  où  $N(l)$  est le nombre de failles dont la longueur appartient à l'intervalle  $[l, l+dl]$ . Si la population de failles présente une distribution de ses longueurs de failles en loi de puissance, alors  $n(l) = \alpha l^{-a}$  où  $\alpha$  est la constante de densité et  $a$  l'exposant de la loi de puissance.



a. Expérience M15 ( $\Gamma = 1.6$ )

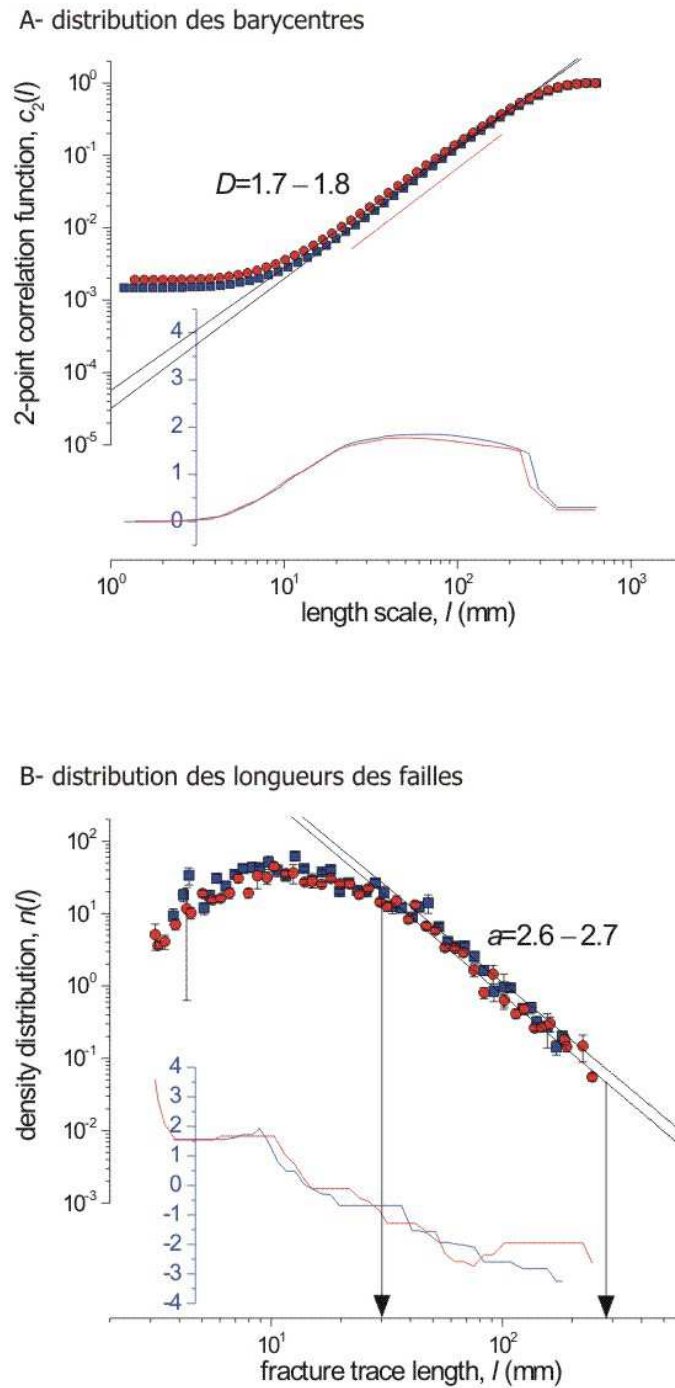


Figure 137 : A- Distribution des barycentres des failles calculée à partir de la fonction de corrélation à deux points. Une dimension de corrélation  $D$  de 1.7-1.8 est obtenue. B- Distribution des longueurs de failles calculée à partir de la distribution de densité. Un exposant de 2.6-2.7 est obtenu. Les courbes fines représentent la pente locale en log-log (calculée entre deux points consécutifs). Les symboles carrés représentent la distribution des barycentres à 22.6% de raccourcissement ; les symboles ronds à 24.5% de raccourcissement.

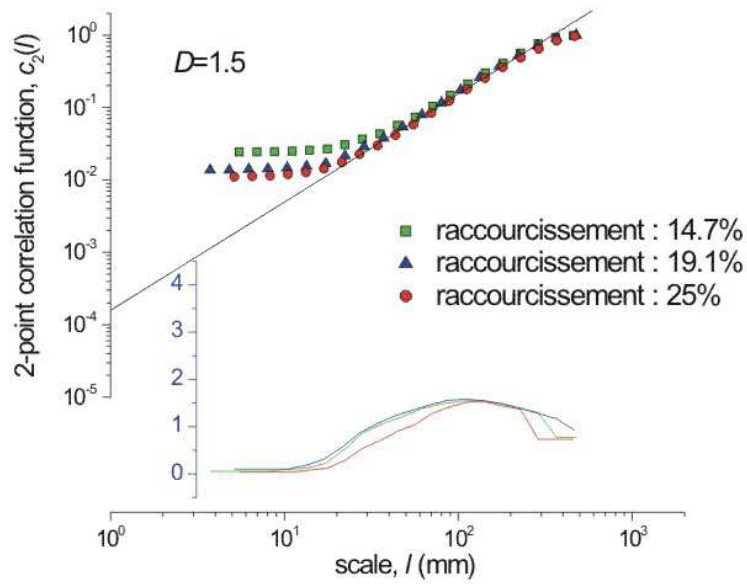
La Figure 137 présente les distributions des barycentres et des longueurs calculées sur le réseau de failles de l'expérience M15 (cf. Figure 123). Les deux réseaux digitalisés, à 22.6% de raccourcissement et à 24.5% de raccourcissement, présentent des distributions cohérentes. Une dimension de corrélation de 1.7-1.8 est obtenue pour la distribution des barycentres. Un exposant  $\alpha$  de 2.6-2.7 est obtenu pour la distribution de densité des longueurs des failles. Le calcul de la pente locale en échelle log-log (courbes fines de la Figure 137) montre que la loi de puissance est définie sur un ordre de grandeur (entre 30 et 300 mm), sur la distribution des barycentres plus particulièrement. En dessous de 10 mm, la décroissance du nombre de failles est liée au sous-échantillonnage des petites failles. Dans la mesure où la couche de sable a une épaisseur de 6 mm, les failles, dont la taille est inférieure, peuvent ne pas être visibles en surface.

Les valeurs des exposants trouvées sur cette expérience sont proches des valeurs obtenues sur certains réseaux naturels (par exemple, le réseau de Hornelen ; Bour et al., 2002).



**b. Expérience M9 ( $\Gamma = 2.0$ )**

A- distribution des barycentres



B- distribution des longueurs des failles

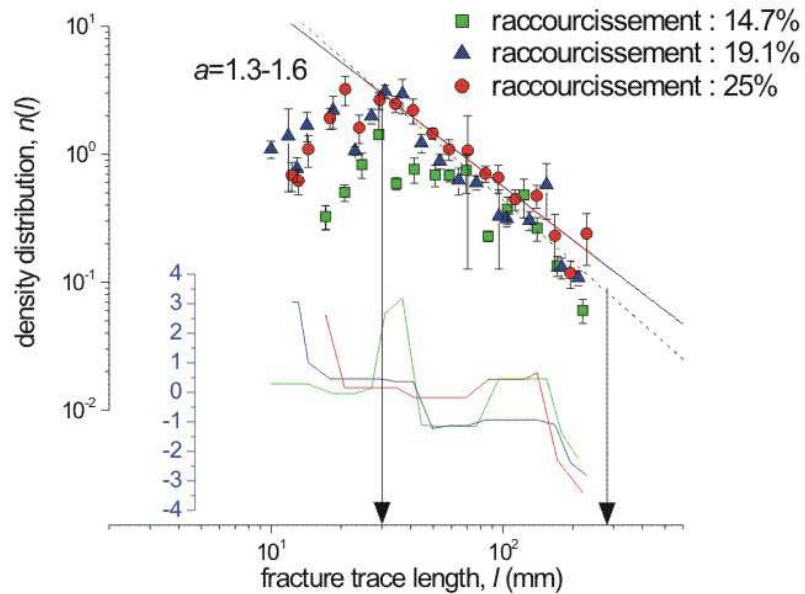


Figure 138 : A- Distribution des barycentres des failles calculée à partir de la fonction de corrélation à deux points. Une dimension de corrélation  $D$  de 1.5 est obtenue. B- Distribution des longueurs de failles calculée à partir de la distribution de densité. Un exposant de 1.3-1.6 est obtenu. Les courbes fines représentent la pente locale en log-log (calculé entre deux points consécutifs).

Les distributions des barycentres et des longueurs de failles sont représentées dans la Figure 138. Trois stades de raccourcissement ont été analysés : 14.7%, 19.1% et 25%. Les résultats obtenus sont cohérents pour les trois stades de déformation (post-localisation) analysés. La distribution des barycentres donne une dimension de corrélation  $D$  faible de l'ordre de 1.5, bien définie entre 30 et 200 mm. Les distributions de densités des longueurs présentent des exposants beaucoup plus faibles de l'ordre de 1.3-1.6. Ces exposants restent pourtant bien définis sur la gamme des échelles considérées. Les grandes failles semblent contrôler la distribution des longueurs.

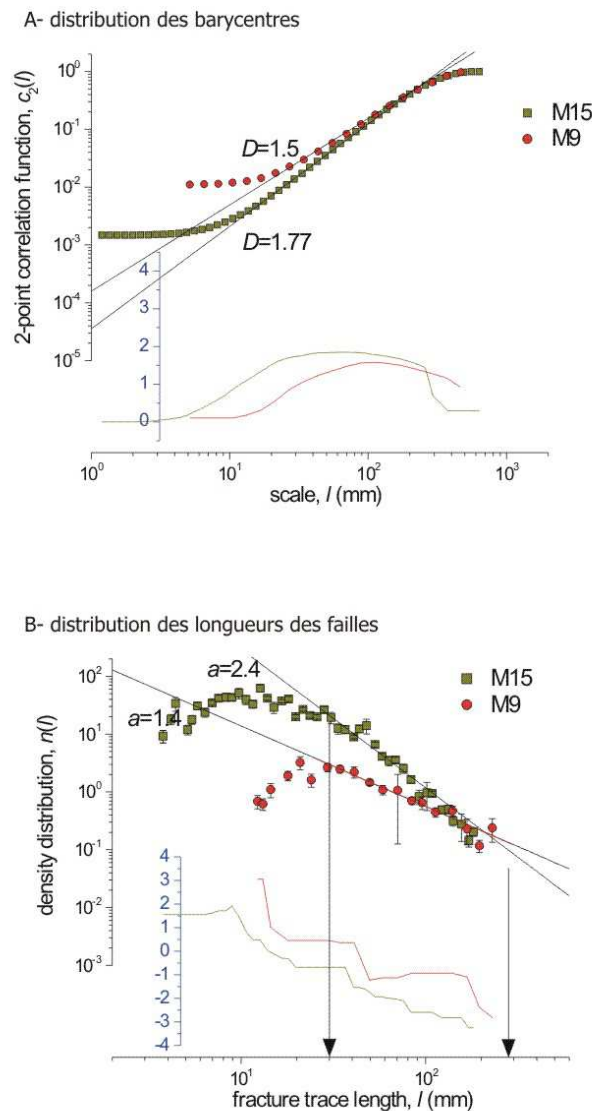


Figure 139 : Comparaison des distributions obtenues entre l'expérience M9 et l'expérience M15.

La comparaison des distributions obtenues sur l'expérience M9 avec celles de l'expérience M15 est faite dans la Figure 139. Pour des échelles importantes (150-200 mm), les distributions ont tendance à se rejoindre. Bien que les exposants calculés sur l'expérience M9 soient définis sur presque un ordre de grandeur, l'obtention d'exposants si faibles peut être liée au manque d'information à petite échelle et à un sous-échantillonnage des petites failles.

### c. Expérience M10 ( $\Gamma = 4.6$ )

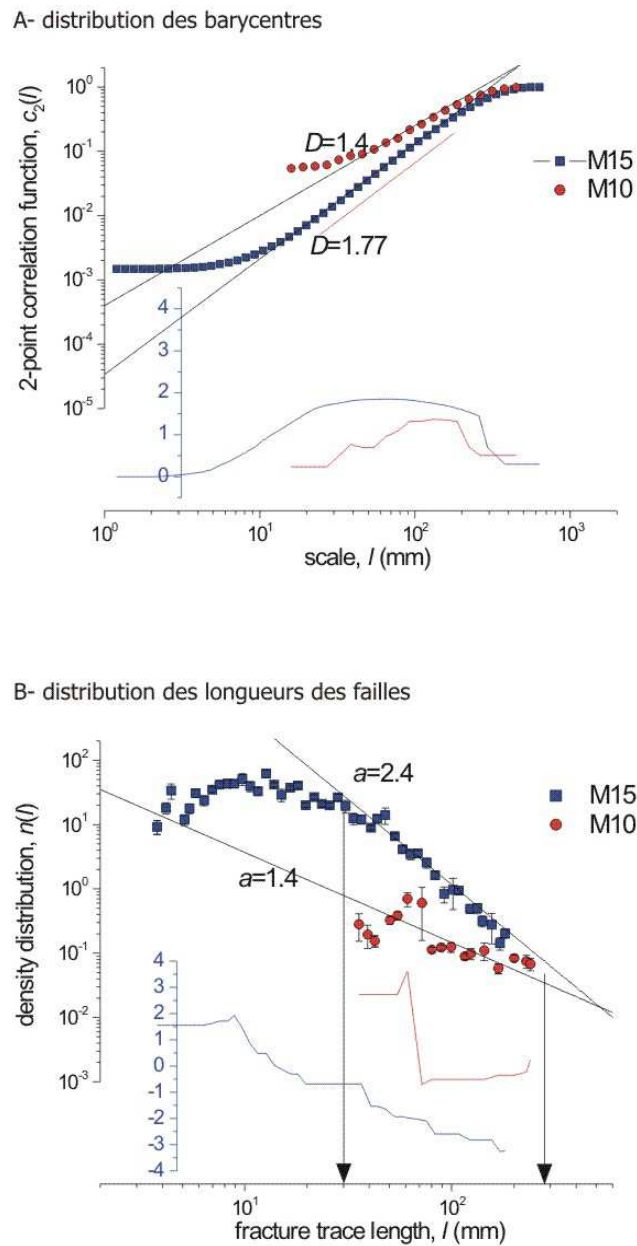


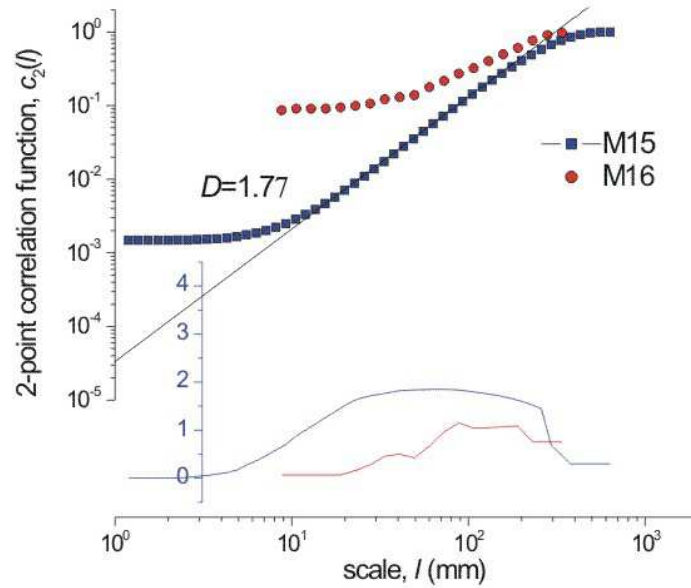
Figure 140 : Comparaison des distributions obtenues entre l'expérience M10 et l'expérience M15.

Les distributions de l'expérience M10 sont obtenues sur le réseau de failles à 22% de raccourcissement.

La Figure 140 présente les distributions obtenues sur l'expérience M10. Elles sont comparées à l'expérience M15. La dimension de corrélation obtenue sur la distribution des barycentres est de 1.4. L'exposant de la loi de puissance caractérisant la distribution de densité des longueurs de failles est également de 1.4. Les résultats obtenus sur l'expérience M10 sont en accord avec ceux de l'expérience M9. Mais le faible nombre de failles (de l'ordre de la trentaine) reste un facteur limitant pour définir des lois d'échelles.

**d. Expérience M16 ( $\Gamma = 6.1$ )**

A- distribution des barycentres



B- distribution des longueurs des failles

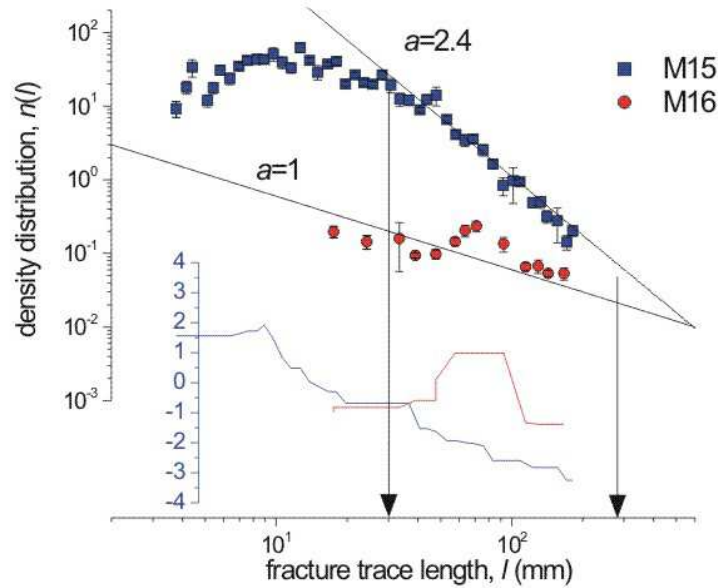


Figure 141 : Comparaison des distributions obtenues entre l'expérience M16 et l'expérience M15.

Les distributions de l'expérience 16 sont obtenues sur le réseau de failles à 19.2% de raccourcissement.

L'expérience M16 est une expérience très localisante présentant un très faible nombre de failles (une vingtaine en fin d'expérience). Ce facteur limitant ne permet pas de bien définir les lois

d'échelles. Les exposants trouvés,  $D$  comme  $a$ , sont proches de 1. Une dimension de corrélation de 1 est représentative d'une structure linéaire dans un domaine 2D. Le nombre des failles en fonction de la longueur correspond quasiment au nombre de grandes failles. L'observation des réseaux de failles (cf. Figure 111) montre qu'il existe effectivement très peu de petites failles. Cependant, il s'agit peut-être d'un artéfact de la digitalisation, qui privilégie les failles accommodant un fort déplacement au détriment de failles moins actives et donc moins visibles.

## 4.2. Limitations aux calculs des lois d'échelle

La détermination de lois d'échelles est intéressante puisqu'elle permet de caractériser l'organisation du réseau en fonction de l'échelle d'observation. Cependant plusieurs facteurs peuvent limiter et empêcher la définition de ces lois.

Le nombre de failles apparaît comme le facteur le plus limitant dans la définition de ces lois d'échelles. Un faible nombre de points remet en cause la pertinence statistique de telles lois de puissance. D'autant que les lois d'échelles sont, de plus, souvent définies sur un seul ordre de grandeur, alors que plusieurs ordres de grandeurs seraient nécessaires pour démontrer la nature fractale des réseaux de failles (Feder, 1988).

Une erreur sur le nombre de failles peut être reliée à deux causes. La première concerne la manière dont le réseau est digitalisé et la façon dont la trace de la faille est définie. Des études montrent que si les traces des failles sont trop segmentées, la distribution des longueurs de ces segments présente alors des évolutions en loi exponentielle. Ce n'est cependant pas le cas des réseaux de failles digitalisés dans cette étude, car la distribution des longueurs de l'expérience M15 ne présente en aucun cas de distribution en loi exponentielle.

L'autre source possible d'erreur sur le nombre de failles provient de la résolution des images et de la prise en compte des failles présentant un faible déplacement. En effet, l'œil a tendance à filtrer l'information en ne laissant passer que les « grandes » failles présentant un déplacement important. Lorsque les failles sont nombreuses avec un déplacement modéré mais réparti de manière plus ou moins homogène sur les failles, les traces de failles apparaissent avec la même intensité. Au contraire, lorsque le déplacement est accommodé principalement par quelques grandes failles, ces failles apparaissent de manière beaucoup plus marquée dans le système et occulte, de manière visuelle du moins, la présence de failles plus petites ou plus fines. La présence de ces failles est détectée par le calcul de la dimension de corrélation sur les champs de déformation, mais n'est pas prise en compte lors de la digitalisation du réseau de failles. Ceci peut expliquer que la dimension de corrélation calculée sur les barycentres des failles soit plus faible que la dimension de corrélation calculée sur les champs de déformation. La longueur des failles est également probablement sous-estimée lors de la digitalisation, pour les mêmes raisons de résolution évoquées précédemment.

### 4.3. Bilan sur les lois d'échelle

#### a. Détermination du nombre de failles en fonction de l'échelle

Pour prendre en compte à la fois la distribution spatiale des barycentres et la distribution des longueurs de failles, une double loi de puissance peut être utilisée. Elle permet de modéliser la distribution de densité des longueurs de failles (Davy et al., 1990) :

$$n(l,L) = \alpha L^D l^{-a} \quad (4-1)$$

Où  $n(l,L)$  vaut  $N(l,L)/dl$  avec  $N(l,L)$  le nombre de failles dont la longueur est comprise entre  $l$  et  $l+dl$  et se trouvant dans une zone carré de côté  $L$ .  $\alpha$  est une constante représentant la densité de fracturation ;  $D$  est la dimension fractale des barycentres de failles ;  $a$  est l'exposant de la distribution des longueurs de failles.

Cette formule permet de définir le terme de densité de fracturation  $\alpha$ , qui fixe le nombre de grandes failles d'une certaine longueur par unité de surface « fractale ».

Le nombre de failles contenues dans une zone de longueur  $L$  peut être déduit de l'équation 4-1 (Bour et al. 2002) :

$$N(L) = \int_{l_{\min}}^{l_{\max}} n(l,L) dl = \alpha \frac{L^D (l_{\min}^{-a+1} - l_{\max}^{-a+1})}{a-1} \quad (4-2)$$

Où  $l_{\min}$  et  $l_{\max}$  correspondent à la plus petite et à la plus grande faille, respectivement, contenues dans le système de taille  $L$ . Dans la mesure où  $a$  est supérieur à 1, le terme  $l_{\max}^{-a+1}$  peut être négligé et le nombre de failles ne dépend plus que de  $l_{\min}$  et de  $L$ . Si l'on s'intéresse plus particulièrement au nombre de failles dont la longueur est supérieure ou égale à la taille du système (c'est-à-dire  $l_{\min} = L$ ), alors le nombre de grandes failles évolue comme  $L^{D-a+1}$  :

$$N(l_{\min}=L, L) \approx \alpha \frac{L^{D-a+1}}{a-1} \quad (4-3)$$

Si l'exposant  $D-a+1$  vaut 0, le nombre de grandes failles reste identique quelle que soit l'échelle. Le réseau de failles est alors considéré comme auto-similaire, c'est-à-dire, quelle soit l'échelle à laquelle le système est observé, celui-ci présente toujours la même apparence. Cette relation est également obtenue dans les modèles de fragmentation (Turcotte, 1986).

Si l'exposant  $D-a+1$  est inférieur à 0, le nombre de grandes failles décroît lorsque l'échelle d'observation augmente. L'échelle d'observation, à laquelle le nombre de failles devient inférieur à 1, peut alors être considérée comme une longueur d'homogénéisation du système.

Au contraire, si l'exposant  $D-a+1$  est supérieur à 0, le nombre de grandes failles croît avec l'échelle d'observation. L'hétérogénéité liée à l'existence des failles augmente avec l'échelle, et, dans ce cas, l'homogénéisation du système n'est pas possible.

Dans l'expérience 15, où le nombre de failles permet une analyse statistique plus fiable,  $D$  vaut 1.7-1.8 et  $a$  vaut 2.6-2.7. L'exposant  $D-a+1$  est proche de 0 ; le réseau de failles peut alors être considéré comme presque auto-similaire. Dans les autres expériences, l'exposant  $D-a+1$  reste largement

supérieur à 0. Cependant, compte-tenu du faible nombre de failles, il est difficile de tirer une interprétation à partir de ces exposants.

Dans la mesure où le nombre de grandes failles (de la taille du système) reste le même ou augmente avec l'échelle et où la déformation moyenne varie également avec l'échelle (au moins jusqu'à des échelles de l'ordre de la demi largeur du système), l'homogénéisation des systèmes présentant des valeurs du paramètre fragile/ductile comprises entre 1.6 et 6.1 ne semble donc pas possible.

Il serait par ailleurs intéressant de définir les relations entre déplacement et longueur ainsi que la corrélation existant entre longueurs de failles et distance entre les failles. Ces relations permettraient de mieux caractériser les réseaux de failles et d'en déduire par exemple le déplacement accommodé par les failles dans un système de longueur  $L$ , connaissant la distribution spatiale des failles et de leur longueur.

### **b. Détermination de la déformation en fonction de l'échelle**

La prise en compte de la relation déplacement-longueur de faille combinée avec la distribution de densité de failles  $n(l, L)$  permet de calculer le déplacement  $u(L)$  accumulé dans un espace 2D de taille  $L$ .

La relation « déplacement »-« longueur de faille » est définie par une loi de puissance d'exposant  $n$  :  $\Delta u(l) \sim l^n$ .  $\Delta u$  étant le déplacement d'une faille de longueur  $l$ . Il n'est pas tenu compte de l'orientation des failles.

Le déplacement  $u(L)$  sur l'ensemble des failles contenues dans un espace de taille  $L$  vaut :

$$u(L) \sim \int n(l, L) \Delta u(l) dl$$

$$u(L) \sim \int l^{n-a} L^D dl$$

Les déplacements accommodés par les petites failles de longueur comprise entre  $l_{\min}$  et  $L$  sont pondérés par le rapport  $l/L$  ; d'où :

$$u(L) \sim \int_{l_{\min}}^L l^{n-a+1} L^{D-1} dl + \int_L^{l_{\max}} l^{n-a} L^D dl$$

$l_{\max}$  est la longueur maximale des grandes failles, avec  $l_{\min} < L < l_{\max}$ .

Après intégration :

$$u(L) \sim \left[ \frac{l^{n-a+2} L^{D-1}}{n-a+2} \right]_{l_{\min}}^L + \left[ \frac{l^{n-a+1} L^D}{n-a+1} \right]_L^{l_{\max}} \quad (4-4)$$

Le membre de gauche traduit la contribution des petites failles (de longueur inférieure à  $L$ ) dans le déplacement global. Le membre de droite traduit la contribution des grandes failles (de longueur supérieure à  $L$ ) dans le déplacement global.

Discussion en fonction des paramètres n et a :

**Premier cas :**  $n-a+2 > 0$  et  $n-a+1 < 0$  ; soit  $1 < a-n < 2$

Dans ce cas, il est raisonnable de négliger le terme résultant de la borne inférieure d'intégration  $l_{\min}$  ainsi que le terme résultant de la borne supérieure  $l_{\max}$  dans l'équation (4-4). D'où :

$$u(L) \sim \frac{L^{D+n-a+1}}{n-a+2} + \frac{L^{D+n-a+1}}{a-n-1} \quad (4-5)$$

Notons que pour (a-n) compris entre 1 et 2, les deux dénominateurs sont compris entre 0 et 1.

Pour (a-n)=1.5, les grandes failles et les petites failles contribuent à parts égales dans le déplacement global.

La déformation  $\varepsilon(L)$  peut être déduite de l'équation (4-5) :

$$\varepsilon(L) = \frac{u(L)}{L} \sim \frac{L^{D+n-a}}{(n-a+2)(a-n-1)} \quad (4-6)$$

Cette expression montre clairement que pour obtenir une déformation indépendante de l'échelle, il faut avoir :

$$D+n-a = 0$$

En 2D, D doit être compris entre 1 et 2.

**Deuxième cas :**  $a-n < 1$

Dans ce cas :  $n-a+2 > 1$  et  $n-a+1 > 0$

En effectuant des approximations similaires au premier cas, la déformation devient :

$$\varepsilon(L) \sim \frac{L^{D+n-a}}{n-a+2} + \frac{L^{D-1}l_{\max}^{n-a+1}}{n-a+1}$$

**Troisième cas :**  $a-n > 2$

Dans ce cas :  $n-a+2 < 0$  et  $n-a+1 < 0$

D'où l'expression de la déformation :

$$\varepsilon(L) \sim \frac{L^{D-2}l_{\min}^{n-a+2}}{a-n-2} + \frac{L^{D+n-a}}{a-n-1}$$

Valeurs admises pour les différents paramètres :

Des valeurs d'exposants des distributions de longueurs de failles naturelles sont données au chapitre I, §2.1.c :

$$1.3 < a < 3.3$$



Des valeurs de l'exposant  $n$  issues du § 2.1.e donne une variation de  $n$  comprise en 0.5 et 2. Une valeur de 1 correspond à la croissance d'une faille isolée. Des valeurs inférieures à 1 sont obtenues lorsque les failles se connectent.

En prenant une valeur moyenne de 1 pour  $n$  :  $0.3 < a-n < 2.3$

Le premier cas exposé ci-dessus est centré sur ces valeurs.

Application à l'expérience M15 ( $\Gamma=1.6$ ) :

Les lois d'échelle définies donnent une valeur de  $a$  de 2.7 et une dimension de corrélation  $D$  de 1.8. L'exposant  $n$  est inconnu.

La dépendance de la déformation moyenne en fonction de l'échelle  $a$  également été calculée au chapitre III. L'exposant de cette loi de puissance correspond à  $-\alpha_1$  et vaut  $-0.08$ .

En supposant que cette expérience se situe dans les cas les plus courants correspondant au premier cas,  $n$  doit être compris entre 0.7 et 1.7 (qui sont des limites acceptables). On en déduit alors la valeur de  $n$  à partir de l'équation (4-6) :

$$\varepsilon(L) = \frac{u(L)}{L} \sim \frac{L^{D+n-a}}{(n-a+2)(a-n-1)} \sim L^{-\alpha_1}$$

d'où :  $D+n-a = -\alpha_1$

Donc  $n$  vaut 0.82.

Il serait intéressant de pouvoir comparer cette valeur à l'exposant calculé directement sur l'expérience à partir de l'évaluation des déplacements en fonction de la longueur des failles.

Dans l'expérience M9 ( $\Gamma=2.0$ ), où des valeurs de  $a$  de 1.4 et de  $D$  de 1.5 ont été trouvées,  $n$  devrait être inférieure à 0.4 pour rentrer dans le premier cas. Dans la mesure où  $n$  est supposé supérieure à 0.5, l'expérience M9 rentre dans le deuxième cas, dans lequel les déformations sont principalement accommodées par les très grandes failles.

## 5. Bilan

L'analyse des propriétés globales des réseaux de failles montre que la masse des failles suit deux évolutions différentes selon le couplage fragile/ductile. Pour une localisation de la déformation faible (faible  $\Gamma$ ), la production de failles est continue au cours du temps. Il s'agit de petites failles, faiblement espacées. En revanche, le nombre de failles actives diminue fortement après localisation de la déformation. Lorsque la localisation est importante (fort  $\Gamma$ ), la masse de failles augmente de manière plus faible après la localisation ; ce qui est signe de croissance et de coalescence entre les failles. La masse de failles actives se stabilise plus ou moins après localisation. Les réseaux sont alors constitués de grandes failles, dont l'espacement est plus important que dans les expériences peu localisantes. Le passage d'une évolution à l'autre se fait de manière continue.

L'orientation moyenne pondérée par la longueur des failles ne met pas en évidence d'évolution particulière, si ce n'est une légère rotation de l'axe de compression principal de l'ordre de  $\pm 1.5^\circ$ . L'orientation moyenne des failles est par contre fortement influencée par le couplage fragile/ductile. Ainsi l'orientation moyenne par rapport à l'axe de compression principal passe de  $36^\circ$  pour une valeur de  $\Gamma$  de 1.6 à  $29^\circ$  pour une valeur de  $\Gamma$  de 6.1. L'orientation des bandes de cisaillement dans un milieu ductile pur étant de  $45^\circ$  et dans un milieu fragile type sable sec de  $30^\circ$ , cette variation de l'orientation moyenne met bien en évidence le contrôle plus marqué des niveaux ductiles ou fragiles selon la valeur de  $\Gamma$ . Cette orientation peut également être influencée par la présence d'une composante compressive ou extensive le long des décrochements.

L'observation de la fracturation en liaison avec la déformation montre que l'apparition des failles visibles se fait avec un retard d'autant plus grand que le rapport fragile/ductile est faible. Ainsi, pour  $\Gamma = 6.1$ , le retard est de l'ordre de 1900 secondes alors qu'il est de l'ordre de 3600 secondes pour  $\Gamma = 2.0$ . Ce retard peut s'expliquer par le fait que plus les failles sont petites et nombreuses, plus la déformation accommodée par ces failles est faible et moins leur trace sera visible. La présence d'une déformation localisée avant l'apparition des failles peut être due soit à l'existence de failles en profondeur, soit à une phase de concentration de la déformation avant fracturation. Il semble cependant que toutes les zones déformées visibles pendant la localisation de la déformation donnent lieu au développement de failles. L'organisation de la déformation avant localisation est donc fondamentale puisqu'elle fixe la morphologie du futur réseau de failles.

La comparaison, après localisation, entre l'évolution de la masse des failles actives et la dimension de corrélation  $D_c$  calculée sur les champs de déformation montre des évolutions similaires pour les deux quantités. L'augmentation de la masse de failles actives correspond ici à une augmentation de  $D_c$ , et inversement.  $D_c$  permet cependant une analyse plus fine de l'organisation spatiale des déformations, dans la mesure où  $D_c$  est sensible aux fluctuations de l'intensité des déformations dans l'espace. Ces évolutions montrent que le système reste dynamique même après la localisation de la déformation.

Les bilans de déformation sur les expériences montrent de manière générale que la déformation est accommodée à plus de 80-90% par les failles. Lorsque ce pourcentage est plus faible, le déficit peut être dû à la déformation interne des blocs « inter-failles », précédant la création future d'une faille.

Les lois d'échelles calculées pour le réseau de failles le plus dense ( $\Gamma = 1.6$ ) donne un exposant  $D$  pour la distribution des barycentres de 1.7-1.8 et un exposant  $a$  sur la distribution des longueurs de failles de 2.6-2.7. Les valeurs de ces exposants conduisent à qualifier ce réseau de failles de presque auto-similaire. Pour les réseaux moins denses, des exposants beaucoup plus faibles sont calculés ( $D \sim 1.5$  à 1 et  $a \sim 1.3$ -1.6 à 1). Compte tenu du faible nombre de failles, il est difficile d'interpréter les valeurs de ces exposants. Une vérification de la digitalisation serait nécessaire pour confirmer ou infirmer la présence de petites failles.

De manière générale, la fracturation peut être considérée comme le principal support de la déformation. De plus, le fait d'avoir un nombre identique ou toujours plus grand de grandes failles (si  $D-a+1 \geq 0$ ) lorsque l'échelle de longueur de la zone d'étude augmente, indique que les systèmes présentés dans ce chapitre ne peuvent être homogénéisés, sauf au-delà de la taille du système. Cette observation est également en accord avec les variations de la déformation moyenne en fonction de l'échelle, qui conduisent à ne pouvoir homogénéiser le système qu'au-delà d'une longueur liée aux conditions aux limites du système.

## **CHAPITRE V**

### **Mécanique du couplage fragile/ductile (modélisation numérique)**



## V. MECANIQUE DU COUPLAGE FRAGILE/DUCTILE (MODELISATION NUMERIQUE)

### 1. Objectifs

Dans les systèmes continentaux en extension, l'observation des déformations montre que celles-ci peuvent être localisées le long de rifts étroits (sur une centaine de kilomètres) ou au contraire sur des zones de rifts beaucoup plus larges (de plus de 800 kilomètres ; Buck, 1991). Ainsi, le graben du Rhin, le golfe de Suez ou le rift Est-Africain constituent des rifts étroits alors que la province du Basin and Range est un exemple de domaine en extension très étendu (cf. Figure 142). De même, dans les systèmes en collision, la déformation apparaît beaucoup plus distribuée dans la zone de collision Inde-Asie par exemple (de nombreux décrochements majeurs distribués sur toute la zone ; Tapponnier, 1982) que dans la collision Arabie-Eurasie (cf. Figure 142). Dans celle-ci, la convergence est accommodée par l'extrusion vers l'ouest de l'Anatolie par l'intermédiaire de deux zones décrochantes majeures : la faille Nord Anatolienne et la faille Est-Anatolienne (McKenzie, 1972). Les rôles de la rhéologie (fragile/ductile), de l'épaisseur de la croûte, de la viscosité, du taux de déformation ont été invoqués pour expliquer la distribution plus diffuse ou plus localisée de la déformation. Plus généralement, la notion du couplage fragile/ductile est mise en avant.

De nombreuses expériences en laboratoire, représentant la déformation à l'échelle lithosphérique, ont mis en évidence l'importance du couplage fragile/ductile sur les mécanismes de déformation, que ce soit en extension, en compression ou dans les systèmes décrochants (type collision continentale) (synthèse de Brun, 2002 ; cf. chapitres précédents). Le couplage fragile/ductile, qui est fonction de la résistance relative entre couches fragiles et couches ductiles, conduit à la mise en place d'une fracturation plus ou moins diffuse dans les niveaux fragiles. La Figure 143 présente la compression uni-axiale d'expériences bicouches (sable/silicone, Figure 143-A) et l'extension d'expériences quadricouches (Figure 143-B). Ces expériences montrent que lorsque la résistance du niveau fragile  $R_B$  est très supérieure à la résistance de niveau ductile  $R_D$ , la déformation est localisée le long de deux bandes macroscopiques de cisaillement dans le cas de la collision, et dans une zone de rift étroit dans le cas de l'extension. Au contraire, lorsque la résistance du niveau ductile  $R_D$  est importante, la déformation est beaucoup plus distribuée.

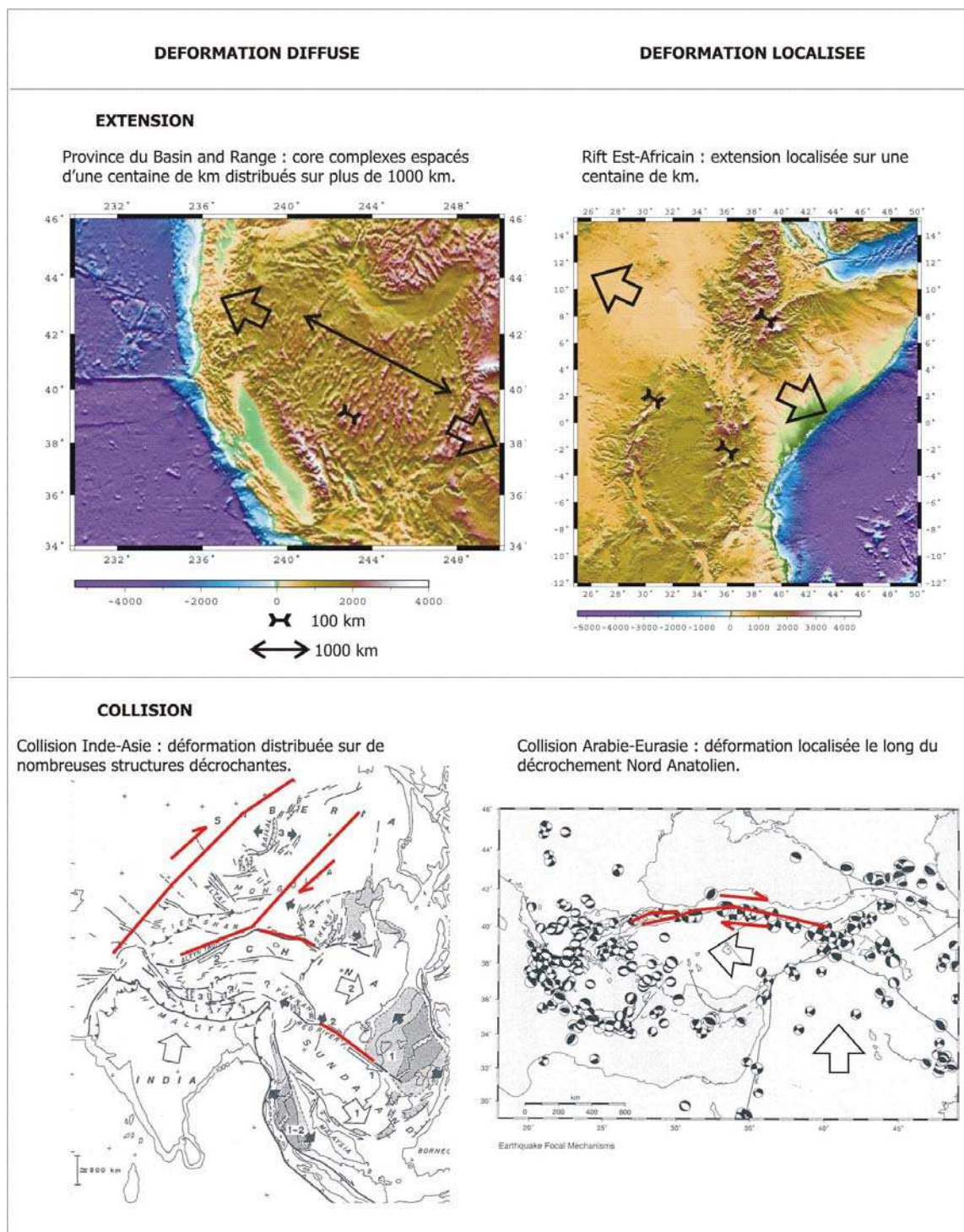


Figure 142 : Exemples de déformation localisée ou diffuse à l'échelle de la lithosphère en contexte extensif ou en collision. Illustration de la collision Inde-Asie d'après Tapponnier et al., 1982 ; illustration de la collision Arabie-Eurasie, d'après McClusky et al., 2000 (représentation des mécanismes au foyer de faible profondeur, <100 km, et de magnitude  $M > 5.0$ ).

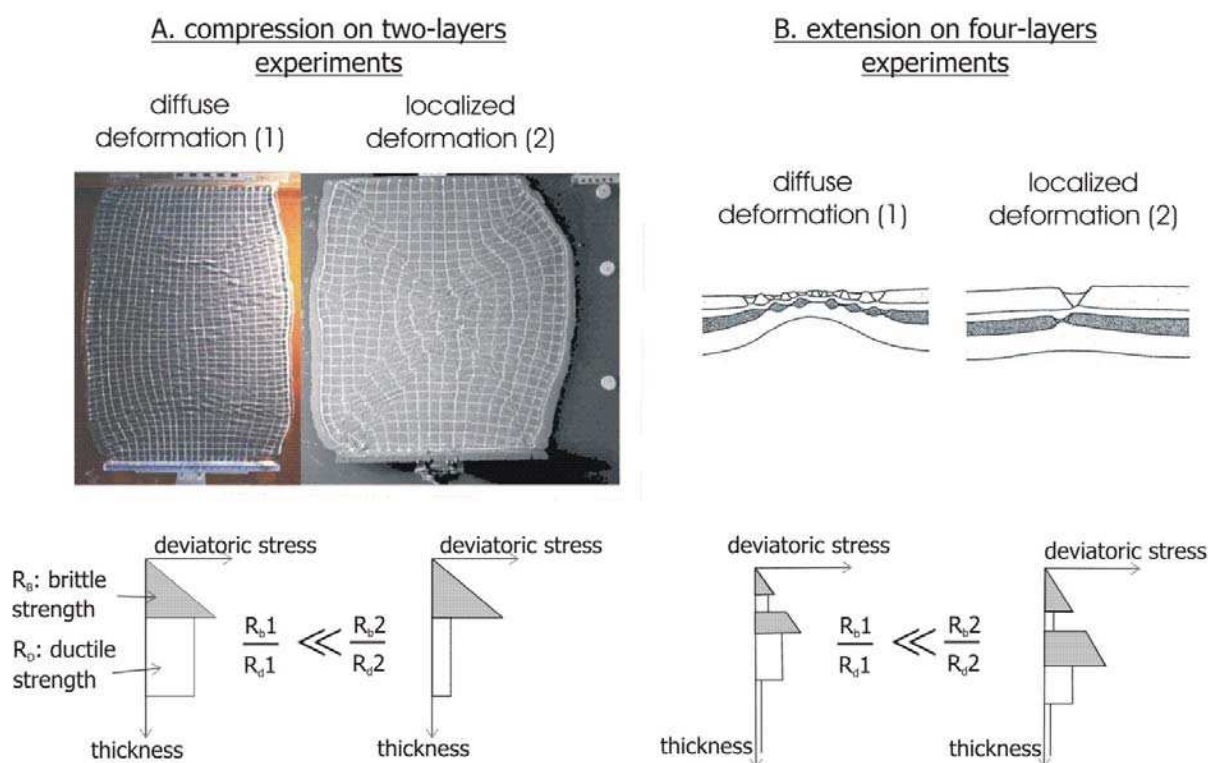


Figure 143: Expériences analogiques à l'échelle de la lithosphère et profils de résistance.  
A-Expériences bicouches en compression uni-axiale (d'après Bonnet, 1997). B- Expériences quadri-couches en extension (d'après Brun, 2002). Dans les profils de résistance, les couches fragiles sont représentées en gris et les couches ductiles en blanc :  $R_B$  correspond à la surface du domaine fragile et  $R_D$  à la surface du domaine ductile.

Si les effets du couplage fragile/ductile peuvent être observés, la nature de ce couplage (interactions entre les différents niveaux) est peu connue. L'objectif de ce chapitre est donc d'analyser numériquement le rôle d'un niveau ductile sur la fracturation d'un niveau fragile, les deux niveaux étant couplés. Il s'agit de mieux comprendre en quoi la présence d'une couche ductile va influencer le mode macroscopique de fracturation (diffus ou localisé) d'une couche fragile. Le rôle de la viscosité du niveau ductile est plus particulièrement étudié. La limitation du couplage à une seule couche fragile a été choisie dans un premier temps pour des raisons de simplification de la compréhension du mécanisme. Il serait par la suite intéressant d'étendre cette étude à la compréhension du couplage dans la lithosphère.

L'utilisation de la modélisation numérique a pour intérêt de pouvoir accéder à l'interface fragile/ductile en termes de déplacements, de déformations et de contraintes, ce qui n'est pas le cas actuellement dans les expériences analogiques (sable/silicone) présentées précédemment. Le programme utilisé est un code d'éléments finis (SARPP : Structural Analysis of Rocks Physics Program, co-développé par Y. Leroy et F. Gueydan ; SARPP, 2003). Ce travail a été réalisé en collaboration avec Frédéric Gueydan.

La section 2 présente la géométrie et les conditions aux limites des modèles, et s'intéresse plus particulièrement au rôle de la viscosité du niveau ductile dans la mécanique du couplage fragile/ductile. Cette section correspond à un article en préparation.



La section 3 présente le lien existant entre l'adoucissement des contraintes appliquées au niveau microscopique (c'est-à-dire au niveau de chaque élément du maillage) et celui observé au niveau macroscopique. Cette section fournit un complément d'observation sur le rôle des concentrations de contraintes dans le niveau ductile.

La section 4 consiste en une étude du rôle des paramètres utilisés dans les modèles numériques : longueur du modèle, valeurs critiques de la plasticité de Von Mises, épaisseurs des niveaux fragiles et ductiles et viscosité du milieu plastique.

Enfin, dans la section 5, le couplage fragile/ductile est caractérisé par une analyse du travail mécanique dissipé dans les niveaux fragiles comme ductiles. Un modèle conceptuel d'équilibre énergétique est alors défini.

**NOTA :** Ces dernières sections ont également été rédigées en **anglais**, car elles font l'objet d'un projet d'article plus complet. Cet article reprendra les résultats du GRL (section 2) complétés par les résultats de l'étude des relations entre niveaux microscopiques et macroscopiques (section 3), de l'étude paramétrique (section 4) ainsi que du modèle conceptuel (sections 5).

## 2. Article : “Brittle-ductile coupling: role of the ductile viscosity in defining the transition from localized to diffuse brittle fracturing”, submitted to Geophysical Research Letters

### Résumé détaillé

Le rôle du couplage fragile/ductile est souvent invoqué dans la distribution ou la concentration des déformations dans la lithosphère continentale. Cependant, le rôle mécanique du milieu ductile, vis à vis de la fracturation est peu connu. L’objectif de cette étude est de mettre en évidence l’influence d’une couche ductile sur le passage d’une fracturation localisée à diffuse dans un milieu fragile.

A cet effet, un modèle d’éléments finis 2D en déformation plane est utilisé. Une bande élasto-visco-plastique (plasticité de Von Mises), bordée par deux bandes ductiles, est soumise à une compression uniaxiale. En modifiant la viscosité des couches ductiles, la fracturation dans le milieu fragile passe de localisée pour de faibles viscosités à diffuse pour de fortes viscosités. Dans le mode de fracturation localisé, la concentration des contraintes en pointes de failles est supérieure à la contrainte moyenne du milieu ductile. Les fortes contraintes en pointes de failles peuvent alors se concentrer dans le milieu ductile. Au contraire, dans le mode de fracturation diffuse, la contrainte moyenne du ductile est supérieure à la concentration des contraintes en pointes de failles ; celles-ci ne peuvent plus se concentrer dans le milieu ductile et sont réfléchies le long de l’interface fragile/ductile. Cette réflexion induit de nouvelles concentrations de contraintes dans le milieu fragile, conduisant à la nucléation de nouvelles failles. La viscosité de transition entre ces deux modes peut être définie de manière simple comme étant la viscosité d’équilibre, lorsque la contrainte moyenne dans le milieu ductile équivaut à celle du milieu fragile.

Pour caractériser au mieux ces modes macroscopiques de fracturation, le domaine des failles actives (AFD : Active Fault Domain) a été défini. Ce domaine correspond au pourcentage de la surface du milieu fragile réellement occupé par les failles (zones de concentration de la déformation). L’analyse de ce domaine, après mise en place des failles, a été réalisée pour différentes viscosités. Les résultats montrent que le passage d’une fracturation localisée à diffuse ne nécessite qu’une augmentation d’un ordre de grandeur de la valeur de la viscosité (cf. Figure 144).

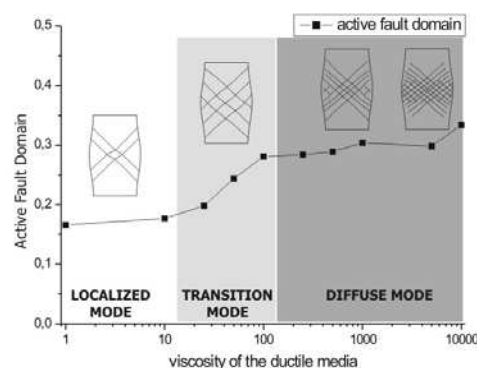


Figure 144 : Evolution du domaine de failles actives (AFP) en fonction de la viscosité des niveaux ductiles pour un déplacement de 0,15, soit 7,5% de raccourcissement.

# **BRITTLE-DUCTILE COUPLING: ROLE OF THE DUCTILE VISCOSITY IN DEFINING THE TRANSITION FROM LOCALIZED TO DIFFUSE BRITTLE FRACTURING**

**Sylvie SCHUELLER, Frédéric GUEYDAN and Philippe DAVY**

**Submitted to Geophysical Research Letters**

## **Abstract**

Localized or diffuse deformation modes in the continental lithosphere are supposed to be triggered by rheology contrasts, and particularly by the brittle/ductile coupling. A plane strain 2D finite-element model is used here in order to investigate the mechanical role of a ductile layer in defining a transition from localized to diffuse fracturing in a brittle layer. The coupling is performed through the shortening of a Von Mises elasto-visco-plastic strip rimmed by two viscous strips. By changing the viscosity of the ductile layers, a change in the fracturing level in the brittle layer is defined: going from a localized brittle fracturing mode at low viscosity to a diffuse brittle fracturing at high viscosity. The localized brittle fracturing mode corresponds to the localisation of deformation on few faults, which fault tip stress can concentrate in the ductile layer. On the contrary, the diffuse brittle fracturing mode is characterized by a larger number of faults, which fault tip stress cannot concentrate in the ductile layer and reflects at the brittle/ductile interface. The results show that an increase of only one order of magnitude in the viscosity leads to a change from localized to diffuse brittle fracturing.

## **1- Introduction**

Observations of continental lithospheric deformation underscore that deformation can be either localized or diffuse. For instance, extension of continents can result either in narrow rifts (Rhine graben) or in wide rifts (Basin and Range Province; Buck, 1991). These contrasting deformation modes are supposed to be led by the competition of two mechanisms, which are the brittle failure and the viscous flow. The two mechanisms are vertically coupled in the continental lithosphere (Goetze and Evans, 1979; Brace and Kohlstedt, 1981; Ranalli, 1986; Carter et Tsenn, 1987).

Analogue experiments at lithosphere scale have shown the role of viscous layers on the level of fracturing within the brittle layers in compressive settings (Davy and Cobbold, 1988; 1991; Sornette et al., 1990, 1993) or in extensive

settings (Faugère and Brun, 1984; Allemand et al., 1989; Vendeville et al., 1987; Brun et al., 1994; Brun and Beslier, 1996; Benes and Davy, 1996; Brun, 1999). The competition between brittle and ductile mechanisms has also been observed at smaller scale in bending experiments of polycarbonate for example (Gearing and Anand, 2004). A quantification of the role of brittle/ductile coupling in compression has been experimentally proposed by Davy et al., 1995; Bonnet, 1997. 3D experiments were designed to mimic lithosphere scale collision by uniaxial shortening of the superposition of a dry sand layer (i.e. brittle crust) and a silicone putty layer (i.e. ductile crust) at a constant viscosity) floating upon honey (mantle). Two types of deformation modes have been identified for different viscosity of the ductile layer: a localized damage mode and a homogeneous one. The localized damage mode

occurs for low ductile layer strength relatively to the brittle one and is marked by the localization of deformation into two macroscopic plastic shear bands. The homogeneous mode, which prevails when the ductile layer strength is high comparatively with the brittle layer one, is defined by the absence of localized deformation. The ductile strength therefore apparently defines a change in brittle deformation mode. However, the mechanical role of the ductile medium on fracturing remains poorly constrained.

The aim of this study is to constrain by numerical means the mechanical role of the ductile layer in defining a transition from localized to diffuse fracturing in the brittle layer. The model set-up and constitutive relations for ductile and brittle layers are first presented. The 2D numerical results are then presented.

## 2- Model set-up

### 2.1 Geometry and boundary conditions

The model set-up consists of a brittle layer rimmed by two ductile layers (Figure A- 1). The length of the structure is  $L$ . The widths of the brittle and ductile layers are  $l_B$  and  $l_D$ , respectively. Note that the two ductile layers have the same width.

The boundary conditions are as follows: a displacement  $U$ , which is increased linearly with time (constant velocity  $V$ ), is imposed at the bottom, while the top is fully fixed. The two vertical boundaries are free (neither friction, nor imposed displacement). Note that in this configuration, both brittle and ductile layers undergo the same displacement and therefore the same amount of shortening. Brittle-ductile coupling will prevail at the two vertical brittle-ductile interfaces. Moreover, the existence of a ductile strip on both sides of the brittle layer prevents any corner effect (stress concentration) in the brittle layer due to the boundary conditions.

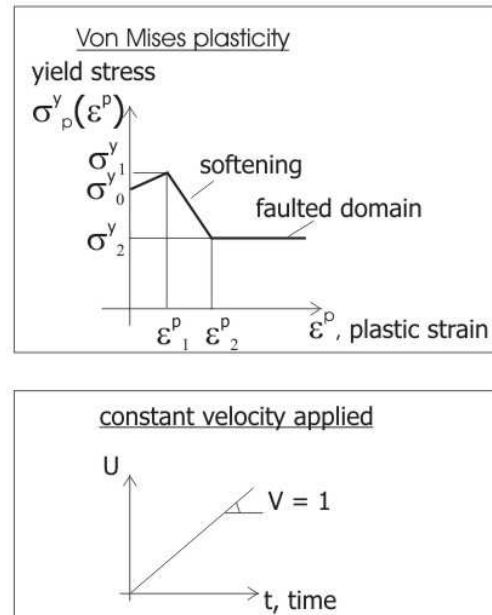
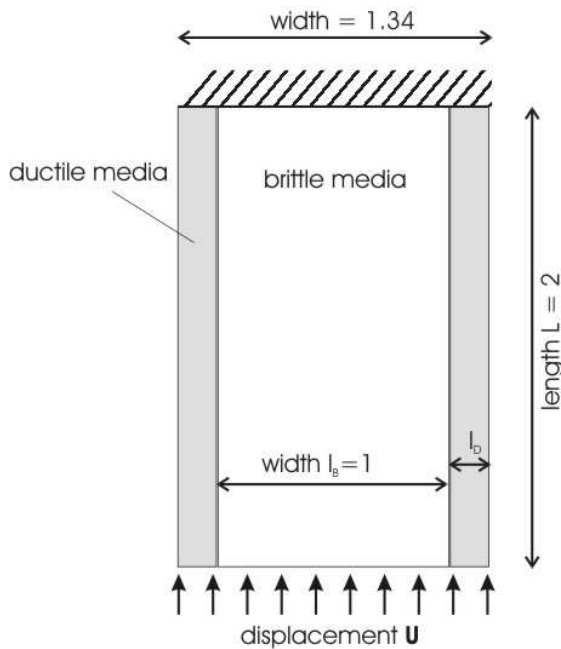


Figure A- 1 : Model set-up, boundary conditions, loading history and brittle rheology

Brittle media : Von Mises visco-plasticity	Numerical values
E	5.5 10 <sup>4</sup>
ν	0.25
σ <sub>0</sub> <sup>y</sup>	90
σ <sub>1</sub> <sup>y</sup>	100
σ <sub>2</sub> <sup>y</sup>	60
ε <sub>1</sub> <sup>p</sup>	0.02
ε <sub>2</sub> <sup>p</sup>	0.12

Table A- 1: Description of the numerical brittle layer: Young modulus E, Poisson ratio ν and critical values of the Von-Mises associated visco-plasticity applied.

## 2.2 Constitutive relations

The two ductile layers are described by an incompressible Newtonian fluid, such that the equivalent shear stress  $\tau$  is a function of the strain rate  $\dot{\epsilon}$  and the viscosity  $\eta$ :

$$\tau = \eta \dot{\epsilon}. \quad (1)$$

The equivalent shear stress  $\tau$  and strain rate  $\dot{\epsilon}$  are defined by

$$\tau = \sqrt{\frac{1}{2} \tau_{ij} \tau_{ij}}, \quad \text{and} \quad \dot{\epsilon} = \sqrt{2 D_{ij} D_{ij}}, \quad (2)$$

where  $\underline{\underline{\tau}}$  and  $\underline{\underline{D}}$  are the Kirchoff stress tensor and the deformation tensor, respectively. In this study, the value of the viscosity  $\eta$  will be changed in order to study its role in the fracturing of the brittle layer.

The brittle layer is described by a pressure-independent Von-Mises associated visco-plasticity. Before yielding, the material is described by a classical linear elasticity law, with a Young modulus E, and a Poisson ratio ν. Yielding occurs when the equivalent Von Mises shear stress  $\tau_v$  is greater than the yield stress

$\sigma_y$ , which is a function of the equivalent plastic strain  $\epsilon^p$  history. The equivalent Von Mises shear stress and the equivalent plastic strain are defined by:

$$\tau_v = \sqrt{\frac{3}{2} \tau_{ij} \tau_{ij}}, \quad \text{and} \quad \epsilon^p = \sqrt{\frac{2}{3} D_{p_{ij}} D_{p_{ij}}} \quad (3)$$

where  $\underline{\underline{D}}^p$  stands for the plastic strain tensor.

Note that the ductile equivalent shear stress (2) and the Von Mises equivalent shear stress (3) are slightly different in their definition. The yield stress  $\sigma^y$  is a three-linear function of the plastic strain  $\epsilon^p$ :

$$\begin{aligned} \sigma^y(\epsilon^p) &= \frac{\sigma_1^y - \sigma_0^y}{\epsilon_1^p} \epsilon^p, \quad \text{for } 0 < \epsilon^p < \epsilon_1^p, \\ \sigma^y(\epsilon^p) &= \frac{\sigma_2^y - \sigma_1^y}{\epsilon_2^p - \epsilon_1^p} (\epsilon^p - \epsilon_1^p), \quad \text{for } \epsilon_1^p < \epsilon^p < \epsilon_2^p \\ \sigma^y(\epsilon^p) &= \sigma_2^y, \quad \text{for } \epsilon^p > \epsilon_2^p \end{aligned} \quad (4)$$

with  $\sigma_1^y > \sigma_0^y > \sigma_2^y$ . The yield stress-plastic strain relationship in a Representative Elementary Volume (REV) is given in Figure 1. The REV remains elastic until its plastic stress reaches  $\sigma_0^y$ . It undergoes then a hardening until the plastic strain  $\epsilon_1^p = 0.02$  is reached for the peak stress  $\sigma_1^y$ . Then the stress-strain curve descends towards a residual state with increasing plastic strain (until the plastic strain  $\epsilon_2^p = 0.12$ ). This part of the curve corresponds to the stress softening. During this softening regime, localized plastic shear zones fully developed. The use of the Von Mises visco-plasticity forces the orientation of the faults to be at 45° with respect to the principal compression axis, since it is a pressure independent failure criterion. For larger values of this plastic strain, the material can reach infinite strain with no increase in strength. In this paper, fracturing will thus be modelled by regions where the plastic strain  $\epsilon^p$  is larger than  $\epsilon_2^p = 0.12$ . Modifications in the

values of  $\varepsilon_1^p$  and  $\varepsilon_2^p$  will delay or speed up faults development.

The phenomenological significance of these two stages of the yielding history (hardening followed by softening) is obtained from experimental studies of natural rocks fracture. In natural deformed rocks, the hardening corresponds to the irreversible and cumulative formation and growth of cracks (Jaeger and Cook, 1979). The softening is essential to fully develop plastic shear bands (Lockner et al, 1991; Labuz et al., 1996; Fang and Harrison, 2001). The value of the ratio  $\sigma_2^y/\sigma_1^y$  is thus primordial for the development or not of faults: if  $\sigma_2^y/\sigma_1^y < 1$ , plastic shear bands will develop whereas no faults will growth for  $\sigma_2^y/\sigma_1^y > 1$ . The critical values of the plastic stress-plastic strain curve have been set arbitrary, because focus is made in this study on the role of the ductile viscosity in defining the level of fracturing in the brittle layer ( $\varepsilon_1^p=0.02$ ,  $\varepsilon_2^p=0.12$ ,  $\sigma_0^y=90$ ;  $\sigma_1^y=100$ ,  $\sigma_2^y=60$ ; Table A- 1).

The viscosity of the plastic material  $\eta^p$ , which has been introduced to avoid catastrophic fault propagation, defines a time-scale for the change of plastic deformation:

$$\dot{\varepsilon}^p = \frac{\tau_v - \sigma_y(\varepsilon^p)}{\eta^p} \quad (5)$$

in which  $\dot{\varepsilon}^p$  is the plastic strain rate. Increasing  $\eta^p$  will thus decrease the plastic strain rate and therefore increase the time necessary to change the plastic strain. A value of one for the plastic viscosity was found sufficient to stabilize the numerical development of faults and has thus been selected in the following computations. Note that this plastic viscosity was set to the same value in all simulations presented in this paper. Changing this value will not change the fracture pattern, but will modify the timing of its development.

## 2.3 Governing equation and finite element approximation

The proposed model is dimensionless, since we disregard the heat conduction and the gravity, which define a characteristic time and a characteristic stress. So, this model is relevant for observing the deformation either at small scale (sample) or large scale (lithosphere scale), if we consider that the ductile crust and the ductile mantle can be modelled by a constant equivalent viscosity. However, viscosity in the lithosphere is strongly temperature dependent. The vertical dimension of our problem, with a constant velocity, would thus be less than kilometric. An important step forward in the future will be to account for a temperature sensitive viscosity in order to model the brittle-ductile coupling in the lithosphere. However, this subject is postponed for future work and our objective here is to constrain, for the first time, the role of a Newtonien fluid on the level of fracturing in a Von Mises brittle layer.

Mechanical equilibrium with no gravity and no heat flow is solved by numerical means, using the code SARPP (SARPP, 2003), which accounts for finite strain. Mechanical equilibrium yields a condition of constant pressure, which is set arbitrarily to zero. Since ductile behaviour and Von Mises Plasticity are pressure independent, the value of the pressure has no influence on the results presented after. The displacement  $u$  is the only nodal unknown.

In our simulations, the brittle width  $l_B$  is equal to 1 and discretized into 30 Lagrangian elements (9 nodes per element). The ductile strips have the same width, set to 0.1667 and corresponding to 5 elements. The length of the model is set to 2, discretized into 60 elements. Therefore, each mesh is square and has the same size in all the simulations; with an aspect ratio of 1.

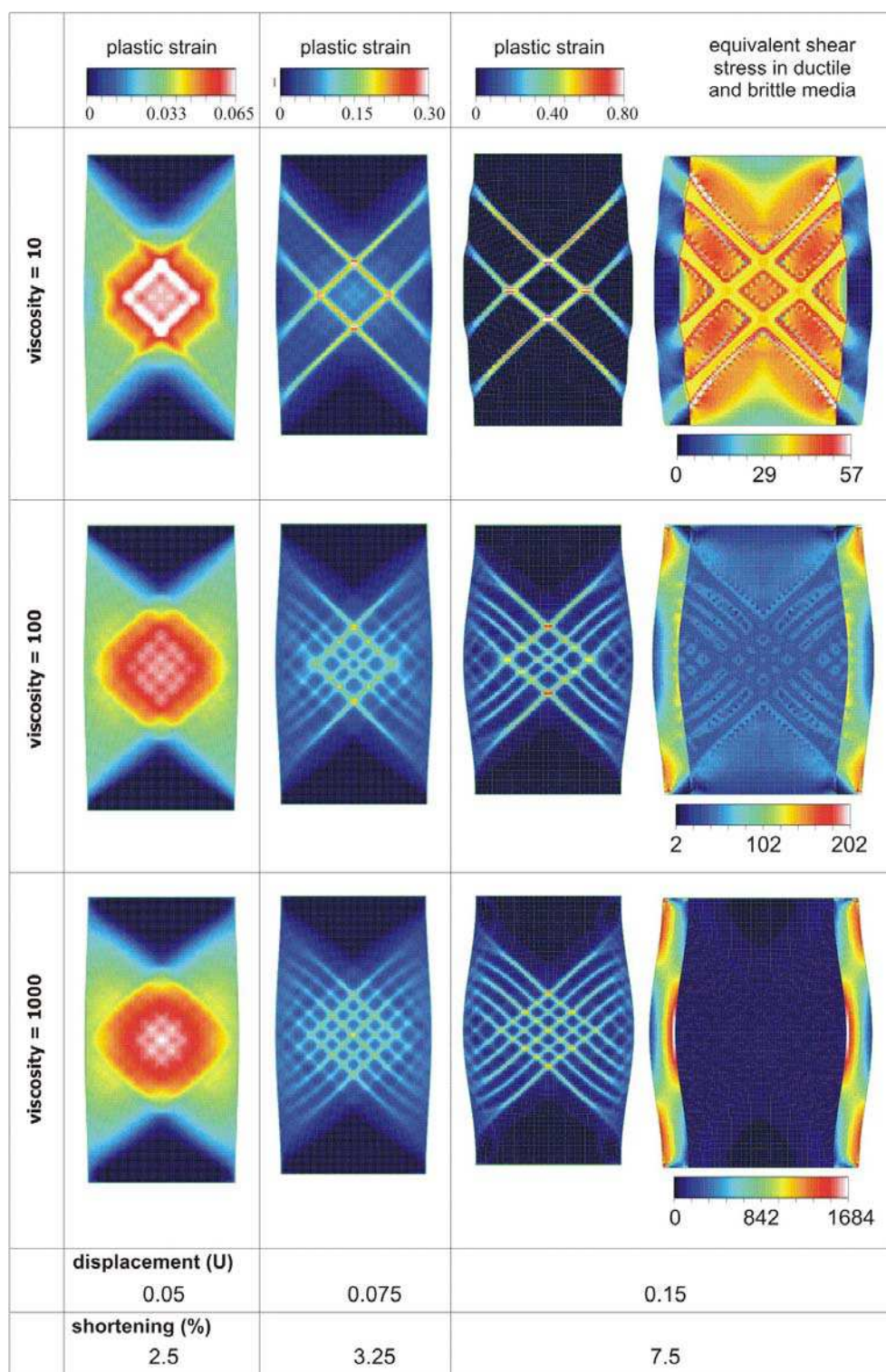


Figure A- 2 : Evolution with time (amount of shortening) of the plastic deformation  $\epsilon^p$  in the brittle layer for three different values of the ductile viscosity ( $\eta=10, 100, 1000$ ) and distribution of the equivalent stress in the whole model at 7.5% shortening.

### 3- Results: Role of ductile viscosity on brittle fracturing

In order to constrain the role of the ductile layer on the Von Mises brittle layer, the effect of the ductile viscosity has been systematically investigated in this section. This viscosity  $\eta$  ranges from 1 to 10000. The Von Mises associated visco-plasticity law remains unchanged in the different models:  $\sigma^y_0=90$ ,  $\sigma^y_1=100$ ,  $\varepsilon^p_1=0.12$ ,  $\sigma^y_2=60$ ,  $\varepsilon^p_2=0.2$  (cf. Table A- 1); and the chosen length  $L$  for the models is 2. The plastic viscosity was set to  $\eta^p=1$ .

Figure A- 2 presents the time evolution of the plastic strain field in the brittle layer for three different ductile viscosities (10, 100 and 1000 from top to bottom). Three different shortenings ( $U/L= 2.5\%$ ,  $3.25\%$  and  $7.5\%$ , from left to right) have been represented. For the larger shortening ( $7.5\%$ ), the equivalent shear stress in both brittle and ductile layers is also presented.

For a small amount of shortening ( $2.5\%$  of shortening, Figure A- 2), a strain concentration in the middle of the brittle layer is observed. On the top and bottom of the layer, two shadow zones (without deformation) are observed and have to be related with the presence of constrained horizontal boundaries, which prevent for any trend towards localization. Note that the area of strain concentration is decreasing for decreasing viscosity. As a consequence, the accumulated plastic strain is larger in this area for lower viscosity. The nucleation and development of the fault pattern is observed for larger value of the amount of shortening ( $3.25\%$  of shortening, Figure A- 2). Faults (plastic strain  $> 0.12$ ) rapidly grow and cut the whole width of the brittle layer. Finally, increasing the amount of shortening ( $7.5\%$  shortening, Figure A- 2) leads to the accumulation of plastic

deformation in the faults defined at early stage of deformation

These results show the convincing role of the ductile viscosity on the density of faults: the larger the viscosity, the denser the fault pattern is. As a consequence, the accumulated plastic strain on the faults is higher for low viscosity, because of the lower amount of faults. Note that the densification of the fault pattern, in case of higher viscosity, is particularly important in both central and extruded sides.

In order to examine the mechanics of brittle/ductile coupling, the overall equivalent shear stress in the brittle and ductile layers is also presented in Figure A-2 for the largest amount of shortening ( $7.5\%$ ). The equivalent shear stress is defined from the 3D stress state, for the brittle and the ductile layers, by:

$$\tau_{eq} = \sqrt{\frac{2}{3} \tau' \cdot \tau'}, \text{ with } \tau' = \underline{\underline{\tau}} - \frac{tr(\underline{\underline{\tau}})}{3} \quad (6)$$

The fault zones are marked by a low value of stress (around 35-37 in colour scale), because of softening that occurs within the fault. Note that the value of the equivalent shear stress is slightly different from the microscopic shear stress imposed by the Von-Mises yielding ( $\sigma^y_2=60$ ). These different values come from the definition of the equivalent shear stress (eq. 6), which is computed from the 3D stress state of the brittle layer. At the fault boundaries, large stresses mark the loading, which is characteristic of strain localization processes. In the ductile layers, the shear stress is not homogeneous and its distribution is strongly dependent on the location of faults at the interfaces and the value of the viscosity. Note the stress concentration at the corner of the layered structure (for  $\eta=100$  and  $1000$ ), which are related to boundary conditions effects. These corner effects do not lead to faulting in the brittle



layers. For low viscosities ( $\eta=10-100$ ), stress concentration ahead the faults are observed in the ductile layers, while for larger viscosity ( $\eta=1000$ ), a widespread stress concentration in the middle of the brittle-ductile interface is observed. This large stress concentration over a wide area is related with the extrusion of the ruptured brittle layer.

These observations provide some mechanical hints of the brittle-ductile coupling, that takes place at the brittle-ductile interface. For low viscosities, the mean stress in the ductile layer (denoted hereafter  $\tau_D$ ) is less than the mean stress of the brittle layer ( $\tau_B$ ). Stress concentration ahead the propagation fault is thus larger than the ductile stress  $\tau_D$ . As a consequence, when the propagating fault reaches the brittle-ductile interface, large stresses at the fault tip can concentrate in the ductile layer, inhibiting fault reflection at the interface (Figure A- 2,  $\eta=10$ ). On the contrary, for large viscosity,  $\tau_D$  is much larger than  $\tau_B$  and the large stresses at the fault tip cannot concentrate in the ductile layers, inducing a fault reflection at the brittle-ductile interface (Figure A- 2,  $\eta=1000$ ). This fault reflection will then create new stress concentration within the brittle layer, leading to the nucleation of new faults. For intermediate viscosities, the two processes (stress concentration in the ductile layers and nucleation of new faults) are observed (Figure A- 2,  $\eta=100$ ). Nucleation of new faults will thus prevail in the brittle layers when the brittle stress is lower than the ductile stress ( $\tau_D > \tau_B$ ). The mean ductile shear stress is simply given by eq. 1, where the strain rate is defined by the ratio of the applied velocity  $V$  over the length of the structure  $L$ . The velocity  $V$  and the length  $L$  being constant, the ductile shear stress  $\tau_D$  is thus an increasing linear function of the ductile viscosity. A simple calculation can thus provide the critical viscosity  $\eta_c$  for the

condition  $\tau_D = \tau_B$ . This critical viscosity is thus given by:

$$\eta_c = \frac{\tau_B L}{V}, \quad (7)$$

where the length  $L$  and the velocity  $V$  are set to 2 and 1, respectively (Figure A- 1). The critical viscosity is thus twice the brittle stress. The brittle stress ranging between 30 and 60 (Figure A- 2), the critical viscosity  $\eta_c$  is thus of the order of 60-120. This estimate is consistent with the above findings, where a viscosity of 100 marked the transition between the two processes (stress concentration in the ductile layers or nucleation of new faults in the brittle layer, Figure A- 2).

In summary, the viscosity in the ductile layer (and the related ductile shear stress) defines a change in the level of fracturing in the brittle layer. For viscosity lower than the critical viscosity, the brittle shear stress will be lower than the ductile shear stress, leading to a few number of faults in the brittle layers, while for viscosity greater than  $\eta_c$ , a large number of faults in the brittle layers is expected.

#### 4- Definition of the macroscopic brittle deformation modes

From the above, two macroscopic brittle deformation modes can be defined: localized and diffuse mode. These macroscopic modes of deformation are observed in the brittle layer depending on the viscosity of the ductile layer. The transition in viscosity from the localized to diffuse mode as well as the timing for the onset and development of each mode of deformation are now explored in quantitative terms.

For that purpose, the Active Plastic Domain (APD) and the Active Fault Domain (AFD) have been defined. The APD is defined by regions where the plastic strain and the plastic strain rate are non zero ( $\varepsilon_p \neq 0, \dot{\varepsilon}_p \neq 0$ ). This notion is well illustrated within Figure A- 2.

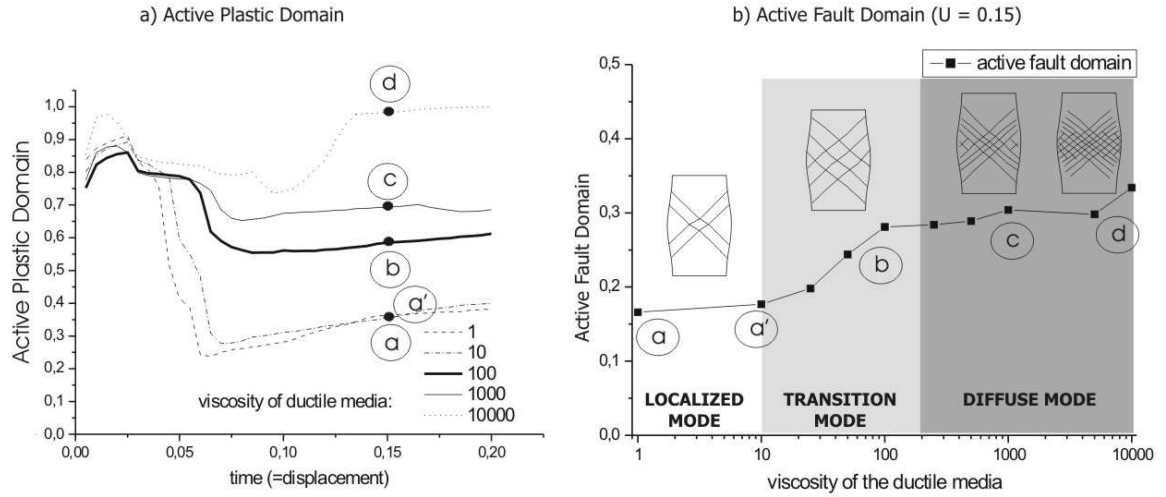


Figure A- 3 : a)-Evolution of the Active Plastic Domain with time/displacement and for various viscosities. The Active Fault Domain as a function of the viscosity are shown in b), for a displacement  $U$  of 0.15 (points "a", "a'", "b", "c", and "d" of Figure A- 3.a). The Active Plastic Domain and the Active Fault Domain are normalized by the area of the model.

For a small amount of shortening (2.5%), the area with non-zero plastic strain is large. For larger amount of shortening (3.25%), the area with non-zero plastic strain has significantly decreased. For the time evolution between these two shortenings, the APD can thus be identified by regions, where the plastic strain has been accumulated through time. The APD thus permit to disregard regions that reach the first yield stress  $\sigma_y^0$  at the beginning of the loading and never reach the second yield stress  $\sigma_y^1$ . This corresponds typically to regions outside of localized zones. The APD thus defines regions that always accumulated plastic strain, which are therefore localized plastic zones. The Active Fault Domain (AFD) is a sub-region of the APD, where the plastic strain is larger than 0.12 ( $\epsilon^p > \epsilon^p_2$ , Figure A- 1). The AFD thus defines the faults within the localized plastic zones (APD).

The evolution with time of APD is presented in Figure A- 3-a, for ductile viscosity ranging between 1 and 10 000. At a displacement of 0.15, the AFD is represented in Figure A- 3-b as a function of the ductile

viscosity. The APD and AFD are normalized by the area of the brittle layer.

On Figure A- 3-a, the various curves correspond to different viscosities. All the curves present the same evolution with time (displacement): the Active Plastic Domain undergoes a small increase, then a decrease with a magnitude that depends on the ductile viscosity and finally stabilization, except for very high viscosities. These three stages could be related to the Von Mises associated viscoplasticity. The maximum Active Plastic Domain is reached for a displacement of around 0.025. This value is very close to  $\epsilon^p_1 = 0.02$  that marks the end of the hardening (Figure A- 1). For that displacement, the APD nearly occupies the whole brittle layer (APD of the order of 1). For larger displacement, the APD decreases until a displacement of  $\sim 0.07$ -0.1. This decrease of the ADP is related to the stress softening, since at microscopic scale, softening ends up at  $\epsilon^p_2 = 0.12$  (Figure A- 1). This decrease of the APD well marks the trend towards localization within faults, and is strongly controlled by the ductile viscosity. For low viscosities (1 and 10), the decrease of the

APD is very fast (less than 1.7 % shortening) and important (stabilization around 0.3). Deformation tends thus to localize in a restricted number of faults. For larger viscosities, the decrease of the APD is smaller (stabilization around 0.6 or higher) and requires more shortening (2.6 % shortening). Deformation is thus accommodated within a larger number of faults. As previously noticed, the ductile viscosity thus defines the density of faults in the brittle layer, and also the timing of the fault pattern development.

The amount of faults (Active Fault Domain, plotted for a displacement of 0.15) as a function of the viscosity is given in Figure A-3-b. The AFD is strongly controlled by the ductile viscosity. For viscosity lower than 10, the AFD is small (0.17, points a and a'), corresponding to a localized deformation mode: deformation is accommodated within few faults. For viscosity larger than 100, the AFD is larger (0.28, points c and d), corresponding to the diffuse brittle deformation mode: deformation is distributed within a large amount of faults. Note that the AFD of the diffuse mode is almost twice the AFD of the localized deformation mode. Between these two modes, a transition mode ( $10 < \eta < 100$ ) is observed. This transition is well approximated by the estimate of the critical viscosity (eq. 7) defined above. The important findings is that the transition from localized to diffuse deformation is continuous and occurs over an order of magnitude in the ductile viscosity.

## 5- Conclusion

The objective of this paper was to study, by numerical means, the mechanics of brittle-ductile coupling. This was performed through the shortening (at a constant velocity) of a Von-Mises viscoplastic layer rimmed by two Newtonian ductile layers. Brittle-ductile

coupling occurs at the two brittle-ductile interfaces. The viscosity of the ductile layer (and the related ductile shear stress) defines a change in the level of fracturing in the brittle layer. For low viscosity, the brittle shear stress is lower than the ductile shear stress, leading to the nucleation of a small number of faults in the brittle layer, while for large viscosity, a large number of faults in the brittle layer is expected.

Two macroscopic brittle deformation modes could thus be defined according to the viscosity of the ductile layer: a localized brittle fracturing mode and a diffuse brittle fracturing mode. The transition between these two modes is progressive and continuous. It has been shown that the transition takes place over one order of magnitude in the viscosity value. This observation could have great implications in nature at lithospheric or basin scale, where a decrease of the viscosity by one order magnitude is likely to occur.

## References

- Allemand, P., Brun, J.-P., Davy, P. and Van Den Driessche, J., 1989. Symétrie et asymétrie des rifts et mécanismes d'amincissement de la lithosphère. *Bulletin de la Société Géologique de France*, 8: 445-451.
- Benes, V. and Davy, P., 1996. Modes of continental lithospheric extension: experimental verification of strain localization processes. *Tectonophysics*, 254: 69-87.
- Bonnet, E., 1997. La localisation de la déformation dans les milieux fragile-ductile : approche expérimentale et application à la lithosphère continentale. *Mémoire de Géosciences Rennes n°81 Thesis*, Université de Rennes 1, Rennes, 183 pp.
- Brace, W.F. and Kohlstedt, D.L., 1980. Limits on lithospheric stress imposed by laboratory experiments. *J Geophys. Res.*, 85(B11): 6248-6252.
- Brun, J.-P., 1999. Narrow rifts versus wide rifts: interferences for the mechanics of rifting from laboratory experiments. *Phil. Trans. R. Soc. Lond. A*, 357: 695-712.

- Brun, J.-P. and Beslier, M.O., 1996. Mantle exhumation at passive margins. *Earth Planet. Sci. Lett.*, 142: 161-173.
- Brun, J.-P., Sokoutis, D. and Van Den Driessche, J., 1994. Analogue modelling of detachment fault systems. *Geology*, 22: 319-322.
- Buck, W.R., 1991. Modes of continental lithospheric extension. *J. Geophys. Res.*, 96: 161-178.
- Carter, N.L. and Tsenn, M.C., 1987. Flow properties of continental lithosphere. *Tectonophysics*, 136: 27-63.
- Davy, P. and Cobbold, P.R., 1988. Indentation tectonics in nature and experiment. 1. Experiments scaled for gravity. *Bull. Geol. Inst. Univ. Uppsala*, 14: 129-141.
- Davy, P. and Cobbold, P.R., 1991. Experiments on shortening of a 4-layer model of the continental lithosphere. *Tectonophysics*, 188: 1-25.
- Davy, P., Hansen, A., Bonnet, E. and Zhang, S.-Z., 1995. Localization and fault growth in layered brittle-ductile systems : Implications for deformations of the continental lithosphere. *J. Geophys. Res.*, 100(B4): 6281-6294.
- Fang, Z. and Harrison, J.P., 2001. A mechanical degradation index for rock. *International Journal of Rock Mechanics & Mining Sciences*, 38: 1193-1199.
- Faugère, E. and Brun, J.-P., 1984. Modélisation expérimentale de la distension continentale. *Compte-Rendus de l'Académie des Sciences de Paris*, 299: 365-370.
- Gearing, B.P. and Anand, L., 2004. Notch-sensitive fracture of polycarbonate. *International Journal of Solids and Structures*, 41: 827-845.
- Goetze, C. and Evans, B., 1979. Stress and temperature in the bending lithosphere as constrained by experimental rocks mechanics. *Geophys. J. R. Astr. Soc.*, 59: 463-478.
- Jaeger, J.C. and Cook, N.G.W., 1978. *Fundamentals of rock mechanics*. Chapman & Hall, London, 593 pp.
- Labuz, J.F., Dai, S.T. and Papamichos, E., 1996. Plane-strain compression of rock-like materials. *Int. J. Rock Mech. Min. Sci. Geomech. Abstr.*, 33(6): 573-584.
- Lockner, D.A., Byerlee, J.D., Kuksenko, V., Ponomarev, A. and Sidorin, A., 1991. Quasi-static fault growth and shear fracture energy in granite. *Nature*, 350: 39-42.
- Ranalli, G. and Murphy, D.C., 1987. Rheological stratification of the lithosphere. *Tectonophysics*, 132: 281-295.
- SARPP, Leroy, Y. and Gueydan, F., 2003. *Structural Analysis and Rock Physics Program*, Palaiseau.
- Sornette, A., Davy, P. and Sornette, D., 1990. Growth of fractal fault patterns. *Phys. Rev. Lett.*, 65: 2266-2269.
- Sornette, A., Davy, P. and Sornette, D., 1993. Fault growth in brittle-ductile experiments and the mechanics of continental collisions. *Journal of Geophysical Research*, 98: 12,111 - 12,139.
- Vendeville, B., Cobbold, P.R., Davy, P., Brun, J.-P. and Choukroune, P., 1987. Physical models of extensional tectonics at various scales. In: M.P. Coward, J.F. Dewey and P.L. Hancock (Editors), *Continental extension Tectonics*. Geol. Soc. London Spec. Publ., pp. 95-107.

### 3. Microscopic to macroscopic behaviour.

The aim of this section is to describe the macroscopic behaviour (stress-strain relationship) for the layered structure and to compare this macroscopic behaviour with the microscopic rheology defined for a representative elementary volume REV (Von Mises elasto-visco-plasticity for the brittle layer and a constant viscosity for the ductile layer).

#### 3.1. Macroscopic behaviour of the layered structure

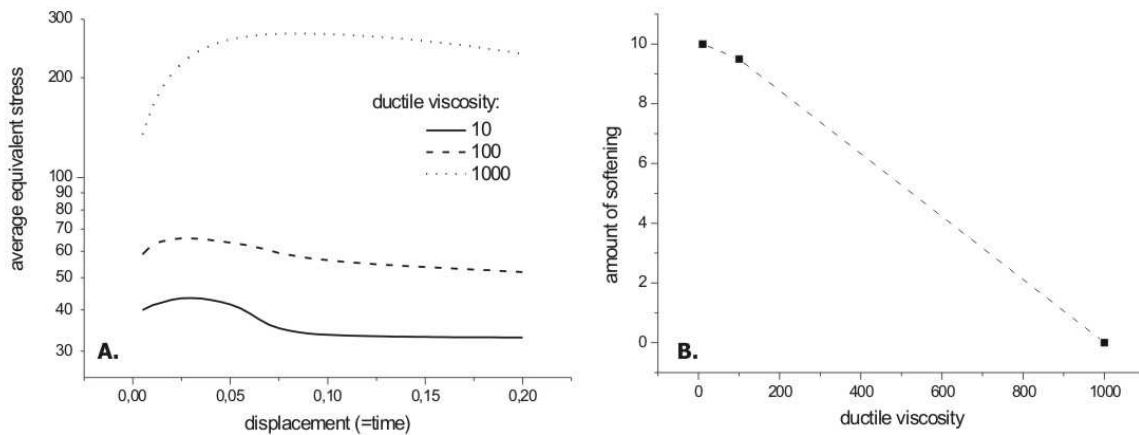


Figure 145 : A)-Macroscopic loading curves for the whole system, and B)- The corresponding amount of softening as a function of the ductile viscosity.

The macroscopic loading history is defined by the average equivalent stress in the three layers (brittle and ductile), which is a function of the applied displacement  $U$  (cf. Figure 145-A). Three curves are plotted, for three different ductile viscosities (10, 100 and 1000). The three curves have the same evolution: an increase of the macroscopic stress followed by a decrease of the stress for larger displacement. The macroscopic behaviour is thus characterized by a hardening (for displacement less than  $\sim 0.05$ ) followed by a softening. The value of the peak stress, reached at the end of the hardening is less for low viscosity. The amount of softening (decrease of the macroscopic stress) also strongly depends on the ductile viscosity (cf. Figure 145-B). For low viscosity ( $\eta=10$ ), the softening displays a value of the order of the microscopic softening, while for larger viscosity the softening has significantly decreased.

The observed macroscopic hardening and the softening are related with the microscopic softening and hardening of the brittle layer. Indeed, since the applied velocity is constant, the microscopic behaviour of the ductile layer (with a constant viscosity) could not explain the observed macroscopic loading. However, the Von Mises yielding history being the same for the three curves of Figure A- 1, the observed tendency, showing that the macroscopic softening is lower for larger viscosity, should be related with the macroscopic brittle-ductile coupling, as it is now explained.

### 3.2. Macroscopic brittle behaviour

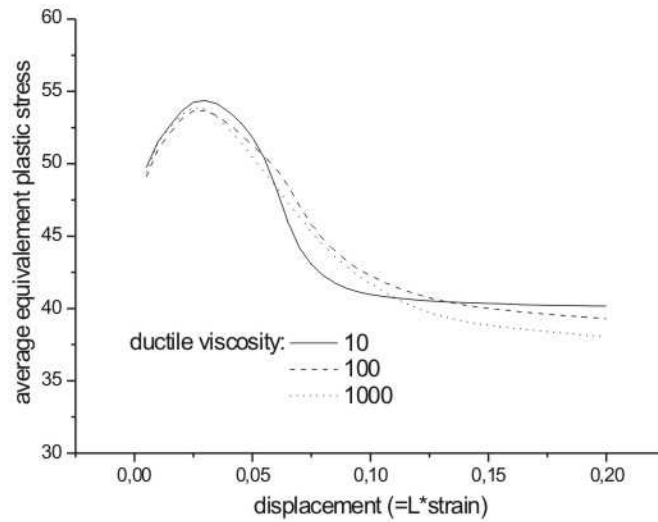


Figure 146 : Macroscopic brittle behaviour according to ductile viscosity.

Figure 146 gives the macroscopic stress in the brittle layer as a function of the applied displacement. The macroscopic brittle stress is the average equivalent shear stress of the brittle layer, and is computed from the 3D state of stress.

The macroscopic brittle behaviour slightly depends on the ductile viscosity. A hardening is first observed for displacement lower than  $\varepsilon_1=0.05$ , yielding a peak stress of 55. For larger displacement, softening then prevailed until a displacement  $\varepsilon_2=0.1$ . For that displacement, the shear stress has reached a value of 40. For larger displacement, the brittle stress does not evolve with time. The viscous layers that rime the brittle layer have two effects on the macroscopic brittle behaviour. First, the larger the viscosity, the larger the value of the strain at the end of the softening  $\varepsilon_2$ . The ductile layers thus change the timing of softening and thus of fault development. This timing of faulting is therefore increasing with increasing viscosity. Second, the amount of softening is larger for larger viscosity. This tendency is explained by recalling that for large viscosity, the number of faults has significantly increased, leading to a more pronounced macroscopic softening. Apart these two influences of the ductile layers on the brittle layer, the macroscopic brittle behaviour is however very similar to the microscopic brittle behaviour: hardening followed by softening. The only differences between microscopic and macroscopic behaviour comes from the different value of stress. For example, the peak stress is 100 at microscopic scale while it is of the order of 55 at macroscopic scale. These different values of the stress are explained by the definition of the macroscopic stress, which is computed from the 3D state of stress. Note also that the amount of softening is less at macroscopic scale (stress drop from 55 to 40) than at microscopic scale (stress decrease from 100 to 60). This tendency marks the partial fracturing of the brittle layer, as previously discussed (Active Plastic Domain between 30% and 60% of the whole layer).

### 3.3. New evidence for the mechanics of brittle-ductile coupling

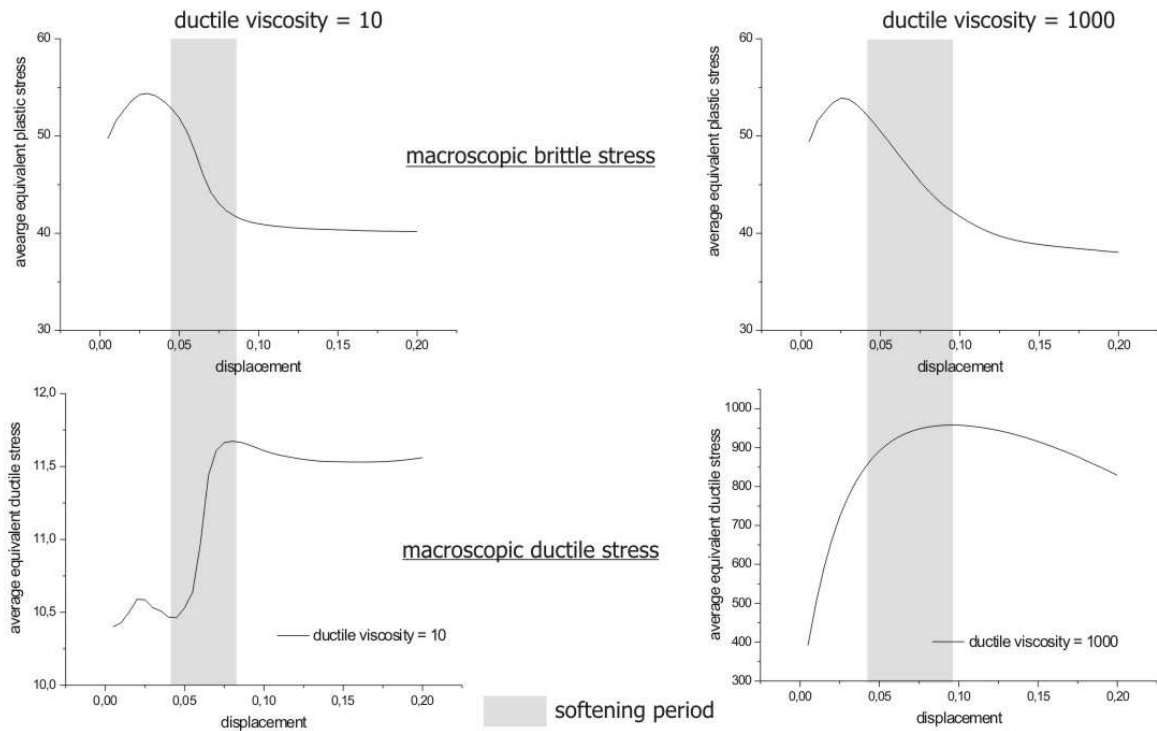


Figure 147: Two macroscopic brittle and ductile behaviours according to the viscosity.

The macroscopic brittle behaviours for  $\eta=10$  and  $\eta=1000$  are reported on Figure 147 (left and right part, respectively), as well as the macroscopic ductile behaviour for these two ductile viscosities. The softening period is identified by grey boxes. For  $\eta=10$ , the ductile shear stress significantly increases during the brittle softening, while for  $\eta=1000$ , no major ductile stress change is observed. This increase of the ductile stress during brittle softening for low ductile viscosity well marked the presence of stress concentration (fault tip) in the ductile layers. As discussed above (section 2) for higher viscosities, the ductile stress is much larger than the brittle stress and the large stress at the fault tip could not concentrate in the ductile layer, leading to the nucleation of new faults.

## 4. Parametric study.

The role of the length, the critical values of Von Mises plasticity, the width of the brittle and ductile strips and the plastic viscosity on the brittle-ductile coupling are now discussed.

### 4.1. Length (L)

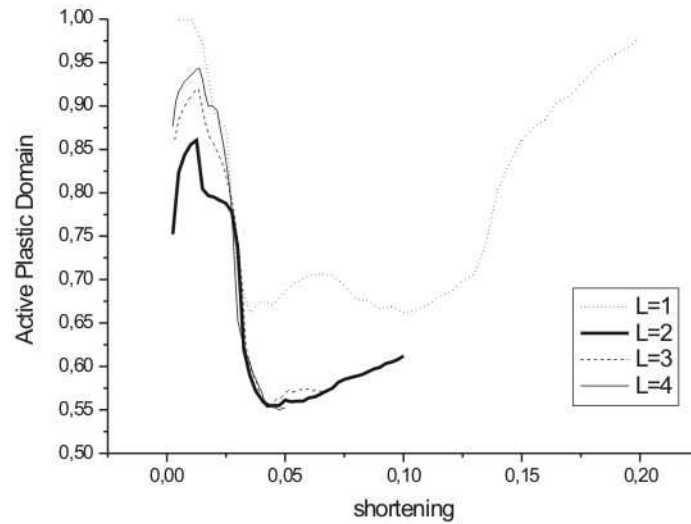


Figure 148 : Influence of the length of the model on the evolution of the Active Plastic Domain. Three lengths have been tested 1, 2, 3 and 4, the other parameters or loading history are the same. The ductile viscosity is 100.

Changing the length  $L$  of the model with the same compression velocity  $V$  will affect the strain rate applied at the boundary of the system:  $\dot{\epsilon} = V / L$ . At a constant  $V$ , increasing  $L$  will thus decrease the applied strain rate  $\dot{\epsilon}$ . Figure 148 presents the influence of the length of the model on the evolution of the Active Plastic Domain. Note that because of the varying value of the length  $L$ , the APD are plotted as a function of the shortening (ratio between displacement and length  $L$ ) and not as a function of the displacement as it was done previously. The plastic loading curve for each element and all other parameters are the same (Table A- 1). The ductile viscosity is set to 100. Except for  $L=1$ , the three other curves are very similar with an identical value of the final APD reached after the softening. Note however that prior to softening, the value of the APD is larger for larger length  $L$ . Note also that the APD is very important at the end of the softening for  $L=1$ . These two observations can be explained by the role of the boundary conditions and the border effects.

Figure 149 presents the Active Fault Domain ( $\epsilon^p > \epsilon^p_2 = 0.12$ ) for the four lengths. For  $L=1$ , the two fault zones are diagonal, because of the Von Mises criterion that forces the fault to be at  $45^\circ$  with respect to the maximum principal stress. Because of the two constrained horizontal boundaries, the tendency towards localization is strongly inhibited, as illustrated on Figure 149. For larger  $L$ , these corner effects are no more observed. Note also that for large value of  $L$ , the effect of the boundary conditions is less pronounced in the whole brittle layers, leading to an increase of the APD, as



observed in Figure 149. The particular case of  $L=1$  is in discrepancy with that conjecture, because of the much important corner effects that has strong influence on the fracture pattern. For  $L=4$ , two decoupled sets of faults are observed (top and bottom), defining an horizontal axis of symmetry in the brittle layer. This appearance of a symmetry axis for  $L>2$  is explained by the orientation of the fault, defined by the Von Mises criterion, the fault having a dip angle of  $45^\circ$ .

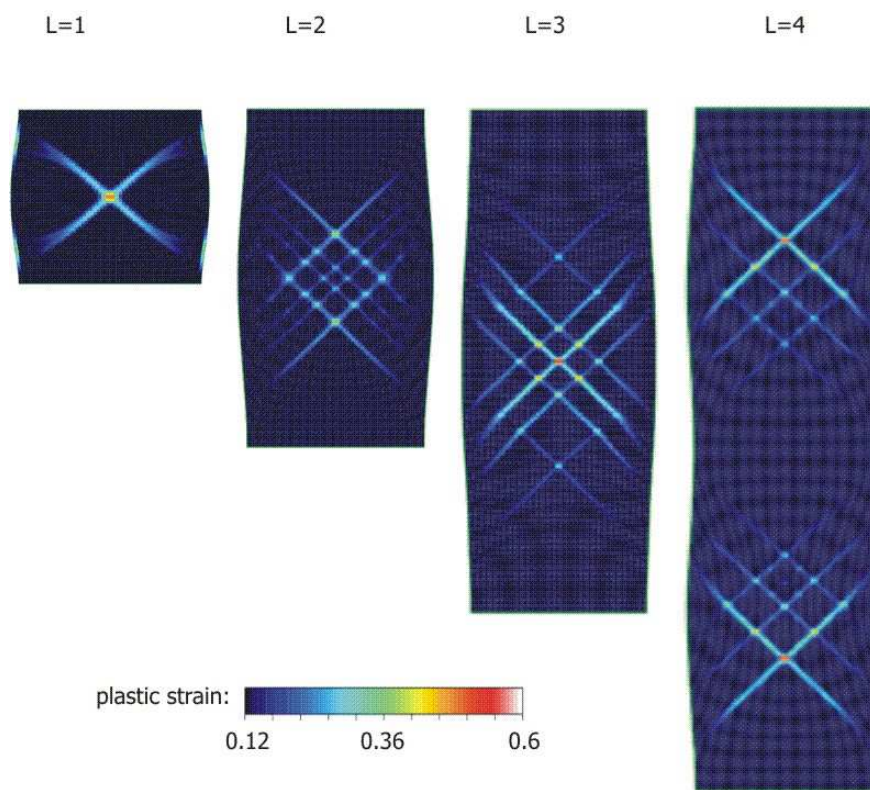


Figure 149: Active Fault Domain for a shortening of 0.05. The ductile viscosity is 100 and the mesh size is the same.

## 4.2. Brittle softening

Changing the value of the softening will drastically affect the macroscopic deformation mode. Figure 150 presents the effect of various softening ( $\sigma_1^y - \sigma_2^y$ ) on the Active Plastic Domain. All the other parameters are kept constant: the length  $L$  is 2 and the ductile viscosity is 100. The corresponding microscopic Von Mises yielding curves are given for each tested softening. The values of the plastic strain at the different yield plastic stresses are 0.02 for  $\varepsilon_1^p$  and 0.12 for  $\varepsilon_2^p$ ;  $\sigma_1^y$  is fixed to 100 and the value of  $\sigma_2^y$  is variable. The values of  $\sigma_1^y - \sigma_2^y$  are given in Figure 150. In the absence of softening ( $\sigma_1^y - \sigma_2^y = 0$ ) or with hardening ( $\sigma_1^y - \sigma_2^y = -20$ ), the Active Plastic Domain does not decrease; no localization of deformation occurs. If softening occurs, the final Active Plastic Domain depends on the amount of softening. For instance, a softening ( $\sigma_1 - \sigma_2$ ) of 40 yields a final APD of 0.6 while a softening of 80 gives a final ADP of 0.3. Brittle softening has thus a strong effect on the development of faults (cf. a, b, c, d in Figure 150). Note also that increasing the amount of softening could lead to a change from diffuse to localized brittle deformation, at a constant ductile viscosity. For example, the

APD and the fracture pattern for a softening of 80 and  $\eta=100$  (Figure 150, a) are very close to the APD for a softening of 40 and a viscosity of 10 (cf. Figure A- 3-b). At a given ductile viscosity, the amount of softening permits thus also to change the macroscopic brittle deformation mode (from localized to diffuse).

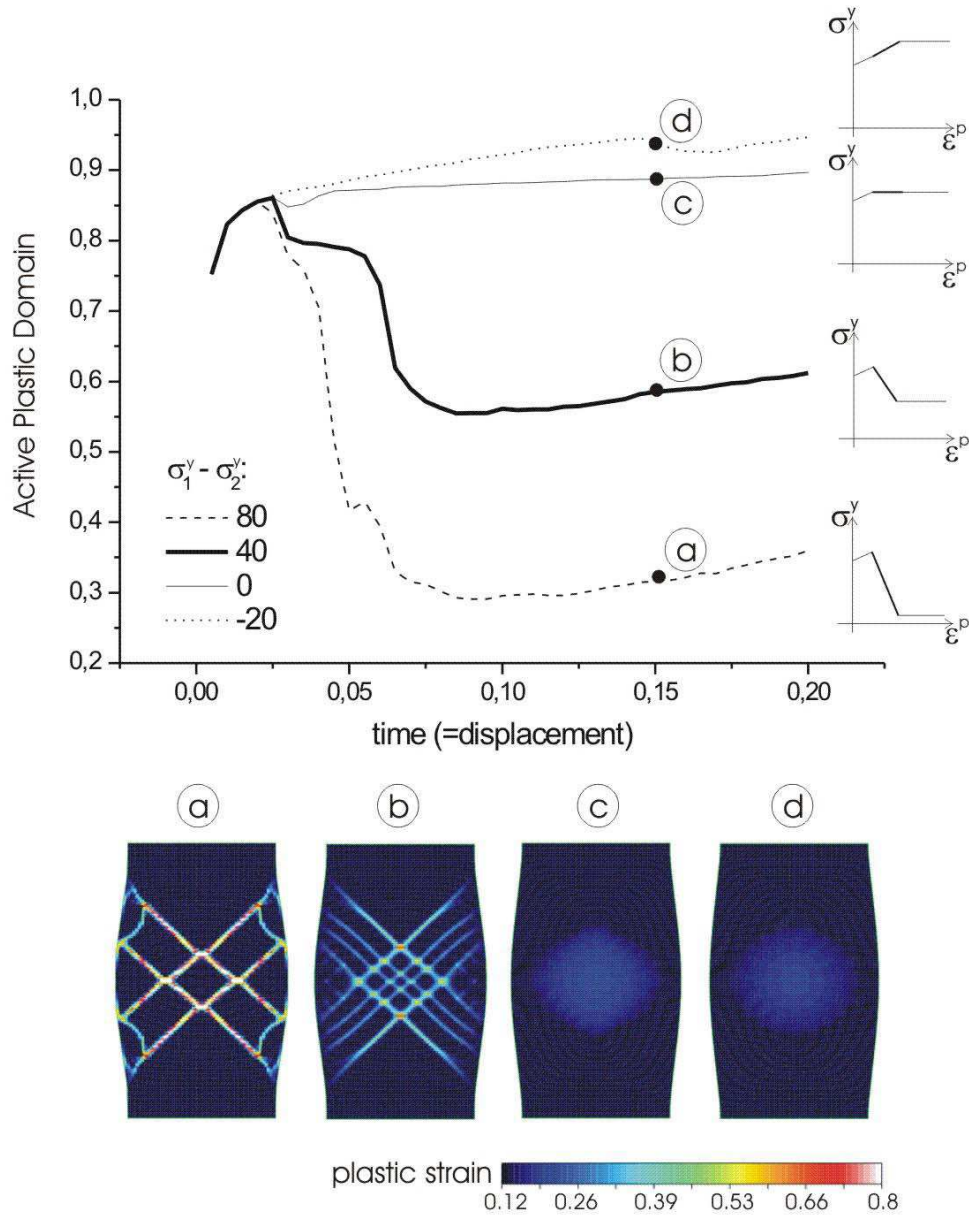


Figure 150: Influence of the amount of softening on the Active Plastic Domain. The Active Plastic Domain is normalized by the area of the brittle layer. The element loading curves are given on the right. All other parameters are constant. The length of the model is 2 and the ductile viscosity is 100. “a”, “b”, “c” and “d” represent the plastic strain ( $>0.12$ ) for different softening (80, 40, 0 and  $-20$ ) at a displacement of 0.15.

### 4.3. Brittle and ductile widths ( $l_B$ and $l_D$ )

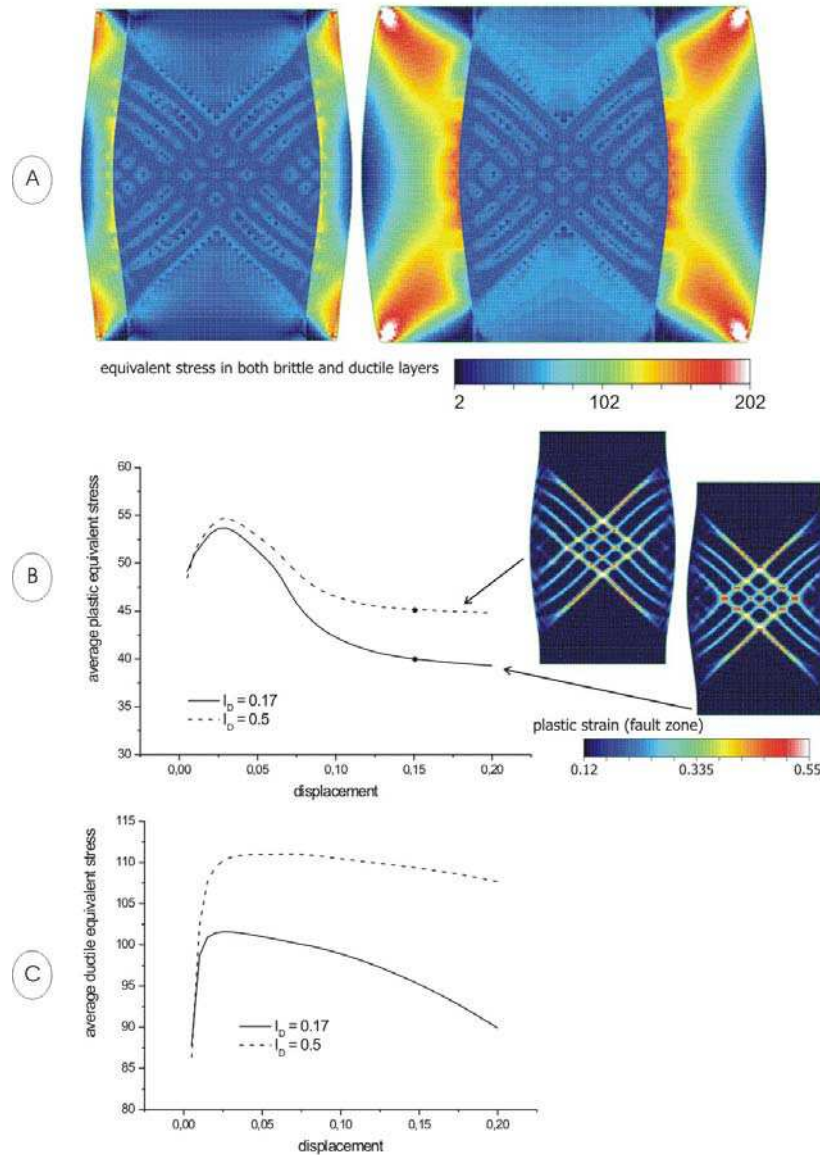


Figure 151 : Role of the relative widths between the ductile and the brittle layers ( $l_B=1$ ,  $L=2$  and ductile viscosity = 100). A- Equivalent stress in both brittle and ductile layers: links :  $l_D/l_B=0.17$ ; right :  $l_D/l_B=0.5$ . B- Evolution of the average plastic equivalent stress and corresponding fault zones (plastic strain  $> 0.12$ ) for a displacement of 0.15. C- Evolution of the average ductile equivalent stress for  $l_D/l_B=0.17$  and  $l_D/l_B=0.5$ .

Figure 151 shows the influence of the relative width of the brittle and ductile layers on the distribution of the equivalent stress at the brittle/ductile interface ( $L=2$  and the ductile viscosity is 100). For a low ductile layer width ( $l_D/l_B = 0.17$ ; cf. Figure 151-A left), stress concentration at the fault tip is observed in the ductile layer. Away from this stress concentration, the ductile stress is nearly homogeneously distributed along the interface. For a higher ductile width ( $l_D/l_B = 0.5$ ; cf. Figure 151-A right), stress concentrations at fault tips are no more observed and the ductile stress is higher and

shows strong variation along the brittle/ductile interface. The stress is concentrated in the middle of the interface. Note also that stress concentrations due to corner effects are larger for larger  $l_D$ . Figure 151-B presents the evolution of the macroscopic brittle stress (average plastic equivalent shear stress) as a function of the imposed displacement. The decrease of the macroscopic brittle stress is of  $\sim 15$  for  $l_D/l_B=0.17$  while it is only  $\sim 10$  for  $l_D/l_B=0.50$ . The amount of macroscopic brittle softening thus strongly depends on the width of the ductile layer. The fracture pattern remains however very similar (for width ratios of 0.17 -bottom- and 0.5-top of Figure 151-B). Note that the distance between the central faults is little decreasing for low  $l_D$ . Figure 151-C presents the evolution of the average ductile equivalent stress with displacement. The macroscopic ductile stress is larger for larger  $l_D$ . Stress concentration at the fault tip in the ductile layers will thus be inhibited for large  $l_D$ . Penetration of fault tips will thus be more difficult in case of larger ductile layer. This increase of the ductile stress for large  $l_D$  could be explained by the presence of larger stress concentration at the four corner of the studied structure (Figure 151-A).

In summary, the ductile width  $l_D$  and more generally the ratio  $l_D/l_B$  partly controls the level of macroscopic stress in the ductile layer, and thus controls the mechanical interaction between brittle fracturing (and associated stress concentration at the fault tip) and the ductile flow. It has been shown that increasing the ratio  $l_D/l_B$  leads to a decrease of the amount of macroscopic brittle softening and will therefore tend to decrease the value of the critical viscosity for the change from localized to diffuse brittle fracturing.

#### 4.4. Viscosity of the plastic domain

As explained in the section 2, a plastic viscosity is introduced in the plastic domain in order to avoid catastrophic fault propagation. The viscosity  $\eta^p$  defines a time scale for fault development. In the above computation,  $\eta^p$  was set to 1. The role of the value of  $\eta^p$  is now examined in quantitative term.

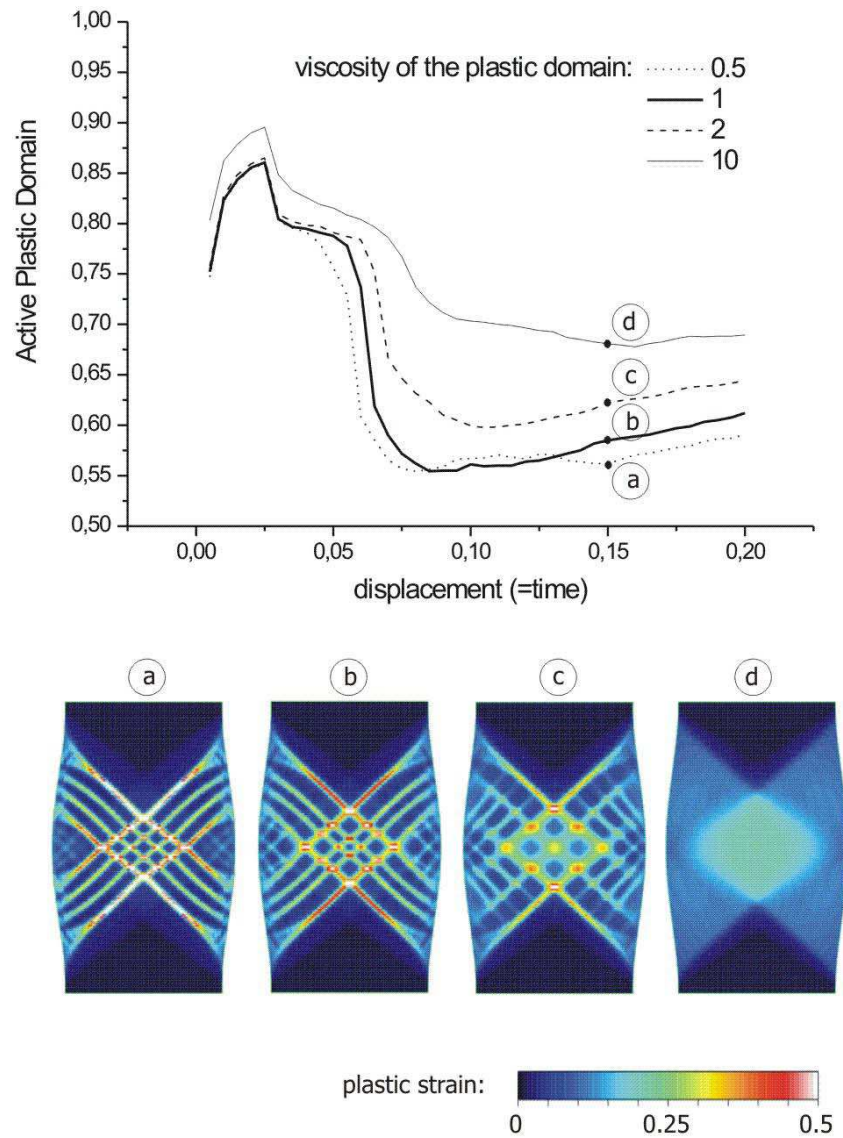


Figure 152 : Evolution of the Active Plastic Domain for different viscosities of the plastic domain (0.5, 1, 2 and 10). The Active Plastic Domain is normalized by the brittle layer area. “a”, “b”, “c” et “d” represent the corresponding plastic strain for a displacement of 0.15. Ductile viscosity is 100 and  $L$  is 2.

Figure 152 presents the evolution of the Active Plastic Domain for different viscosities in the plastic domain (0.5, 1, 2 and 10). The viscosity in the ductile medium is set to 100. For each plastic viscosity, the corresponding plastic strain (“a”, “b”, “c” and “d”) is given for a displacement of 0.15. The plastic viscosity has two influences on the macroscopic brittle behaviour. First, the brittle softening ends at larger displacement for larger plastic viscosities. For example, the softening ends up at  $U=0.06$  for  $\eta^p=0.5$  while the APD reaches its final value at  $U=0.08$  for  $\eta^p=10$ . As explained above, the plastic viscosity thus defines the characteristic time of faulting and thus of softening. Second, the final Active Plastic Domain is lower for lower  $\eta^p$ . More specifically, an increase of  $\eta^p$  from 0.5 to 10



(“a” to “d”, bottom of Figure 152) leads to a change in the fracture pattern from a slightly diffuse deformation mode (a large number of faults) to a complete diffuse deformation mode (large strain but no zone of strain localization, e.g. no faults).

In summary, the plastic viscosity  $\eta^p$  has thus two effects: on the amount and on the rate of the macroscopic brittle softening.

## 5. A conceptual model for brittle-ductile coupling

Although the simple computation made in section 2 (GRL Paper) provides some mechanical hints for the brittle-ductile coupling with the definition of a critical viscosity ( $\eta_c = \frac{\tau_B L}{V}$ ), it did not take into account the role of  $l_B$  and  $l_D$  on the transition from localized to diffuse brittle fracturing. Moreover, the ability of the ductile layer to make the fault stable or not and the possibility for the fault to dissipate its stress at fault tips in the viscous part seem to be the key parameter that governs the macroscopic brittle deformation modes.

### 5.1. Simplified analytical solution

In order to account for these observations, we compute, assuming a simplified kinematics of the model problem, the mechanical work of the brittle and ductile layers. The mechanical work in the brittle layer,  $W_B$ , can be expressed as  $W_B = \int_{S_B} \sigma_B \varepsilon$ ,  $\sigma_B$  being the equivalent plastic shear stress and  $\varepsilon$  the strain.  $S_B$  is the surface of the ductile layers,  $S_B = L l_B$ . Similarly, the mechanical work in ductile media,  $W_D$  is defined by  $W_D = \int_{S_D} \sigma_D \varepsilon$ . The surface of the two ductile layers is  $S_D = 2 * L l_D$ .

The mechanical work of the whole structure,  $W_T$ , is thus  $W_T = W_B + W_D$ .

In order to compute analytically these mechanical works, it is proposed here to postulate a simple kinematics description. Indeed, the applied boundary conditions (“true kinematics”, Figure 153-B) yield a non-uniform strain field in the layered structure, that implies the absence of an analytical solution for the mechanical work of each layer. To avoid this, we assume that the structure sustains a uniform shortening  $U$  (“simplified kinematics”, Figure 153-A). This simplified kinematics is obtained by imposing a friction free top-horizontal boundary condition instead of fully fixed boundary conditions. With that simplified kinematics, the strain in the whole structure is simply  $\varepsilon = U / L$ . Note that for the “true kinematics” that prevailed in the numerical simulations presented above, the presence of a fully constrained top horizontal boundary leads to larger strain in the layered structure, as mentioned in Figure 153-B. Assuming that the macroscopic brittle stress  $\sigma_B$  is constant and that the ductile shear stress is defined by  $\sigma_D = \eta \dot{\varepsilon} = \eta \frac{V}{L}$ , the mechanical works in these two layers are:

$$W_B = \sigma_B \cdot U \cdot l_B \quad \text{and} \quad W_D = 2 \cdot \eta \cdot V \cdot U \cdot l_D / L \quad (5-1)$$

The mechanical works  $W_B$  and  $W_D$  as a function of the viscosity  $\eta$  are presented on Figure 153-A for this simplified kinematics, using the following parameter values:  $L = 2$ ;  $l_D = 0.167$ ;  $l_B = 1$ ;  $U =$

0.15;  $V = 1$  and  $\sigma_B = 80$ . An average value for  $\sigma_B$  was selected between 60 (model totally fractured) and 100 (hardening of the whole model, without fault). The ductile work  $W_D$  increases linearly with the viscosity while the brittle work is constant with respect to the viscosity. For low viscosity,  $W_B$  is larger than  $W_D$ ; while for larger viscosity,  $W_D$  is larger than  $W_B$ . When  $W_B > W_D$ , the brittle softening associated with brittle faulting could thus dissipate in the ductile layers, leading to the presence of “stable” faults. This configuration could be related with the localized deformation mode for the brittle layer. In opposite, when  $W_D > W_B$ , the brittle softening could not dissipate in the ductile layers, inducing an “unstable” behaviour of faults and therefore the nucleation of new faults in the brittle layer. This configuration thus corresponds to the diffuse brittle deformation mode.

The viscosity that marks the transition between localized to diffuse macroscopic deformation mode simply is the viscosity  $\eta_t$  corresponding to the condition of the equal contribution of the brittle and ductile mechanical work in the total mechanical work:  $W_B = W_D$ . From equation 5.1, the viscosity  $\eta_t$  is defined as follows:

$$\eta_t = \frac{\sigma_B l_B L}{2 l_D V} \quad (5-2)$$

This transition viscosity  $\eta_t$  has a value of around 500 (Figure 153-A). For lower viscosity (below 100), the brittle energy dominates. It would correspond to a localized deformation on few faults (localized mode in Figure A- 3-b). Whereas for larger viscosity (above 1000), deformation is diffuse and fault pattern denser (diffuse mode in Figure A- 3-b). The domain (B) (cf. Figure 153-A) would correspond to the transition between these two regimes, with equilibrated brittle and ductile mechanical works. This simple theoretical model seems to explain quite well the observed transitions in analysing the Active Plastic Domain and the Active Fault Domain. The only restriction comes from the value of the transition viscosity. It has been shown in section 2 (GRL Paper) that transition from localized to diffuse deformation occurs for viscosity around 60-100. This discrepancy comes from the simplified kinematics used in this analytical approach. However, this simple analytical solution was found useful to document the role of each parameter ( $L$ ,  $l_D$ ,  $l_B$ ,  $\sigma_B$ ), in defining the transition and confirms the observations made in the parametric study (section 4). A larger length  $L$  increases the transition viscosity between diffuse and localized brittle fracturing. A larger  $l_D/l_B$  ratio will shift the transition toward lower value of viscosity. Concerning the softening, a higher softening will decrease the value of the average brittle stress and will hence shift the transition viscosity toward lower values.

The ductile and brittle mechanical works are now computed from the 2D numerical solutions presented in the previous section 2 in order to determine the exact viscosity transition.

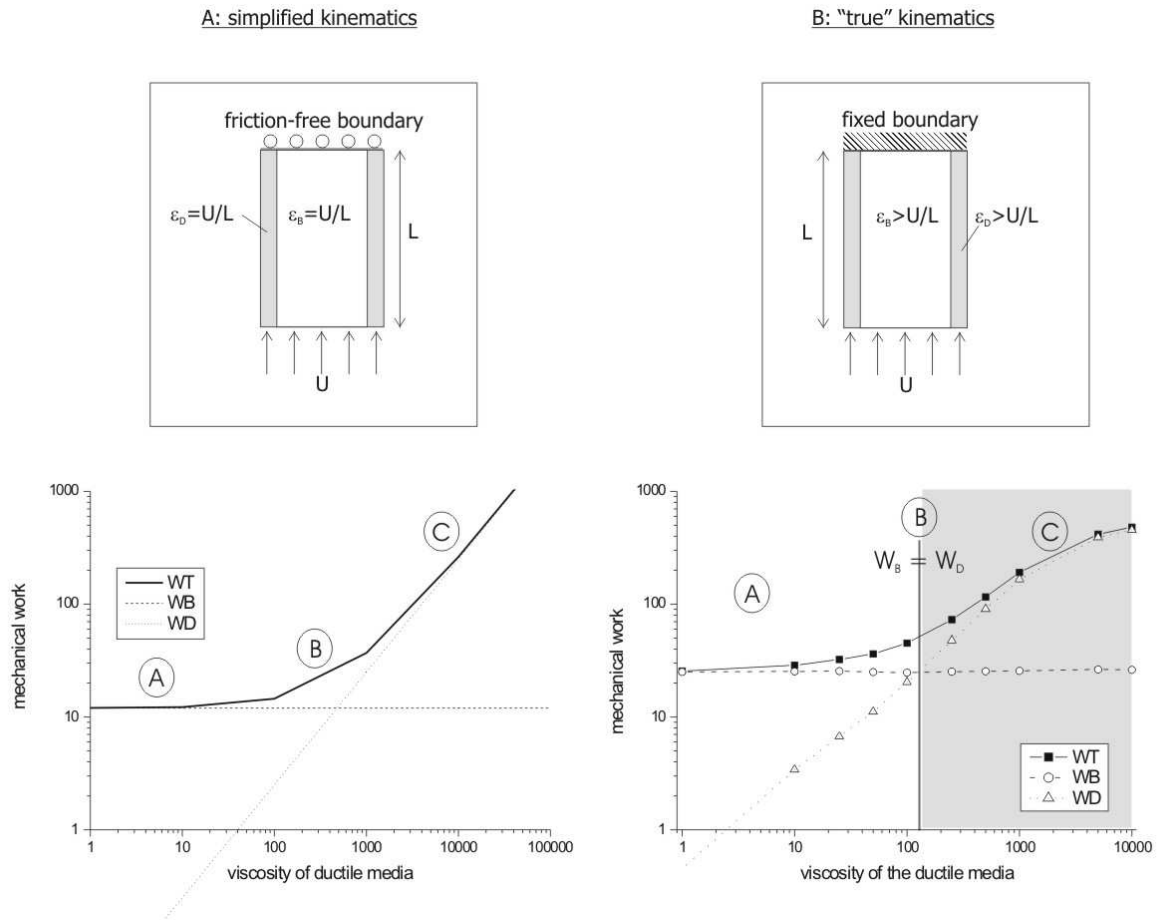


Figure 153 : A. Theoretical balance of mechanical works between brittle and ductile domains using simplified kinematics; B. Measured balance of mechanical work between brittle and ductile domains: brittle mechanical work ( $W_B$ ), ductile mechanical work ( $W_D$ ) and total mechanical work ( $W_T$ ) measured according to various viscosities of the ductile layers at a displacement of 0.15. See Figure 154 for illustrations of domains (A), (B) and (C).

## 5.2. Measurements on the models

Figure 153-B presents the mechanical works,  $W_B$ ,  $W_D$  and  $W_T$ , directly measured on models as a function of the ductile viscosity.

The brittle and ductile works,  $W_B$  and  $W_D$ , are larger than the theoretical ones, defining a smaller transition viscosity (around 100 but still in the same order of magnitude). However, the measured mechanical work evolution with viscosity displays common and closed features with the theoretical one. Again, the shift toward lower values of viscosity of the measured ductile energy curve is due to the oversimplified analytical solution, which assume that strain is homogeneously distributed in the ductile layer. The bend of the ductile and total mechanical works curves (cf. Figure 153-B), at high viscosities, is probably due to a saturation of the system, since its stress cannot become infinite with increasing viscosities.



The estimate of the transition viscosity ( $\eta_t \sim 100$ ) is consistent with the findings of the previous section 2. This conceptual model of brittle-ductile energy balance is thus appropriate to describe the different deformation modes due to brittle-ductile coupling.

Figure 154 summarizes the results concerning the different macroscopic deformation modes and their transition.

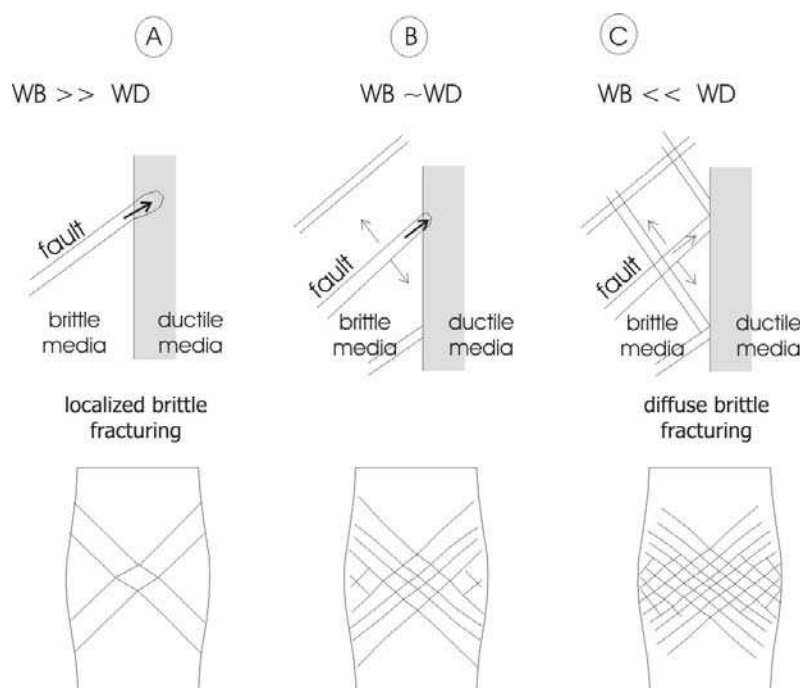


Figure 154 : The different macroscopic modes according to the ductile viscosity: in domain A, the brittle mechanical work is dominant; the brittle layer is affected by a localized fracturing. Domain B corresponds to a balance between the ductile and the brittle mechanical works. In domain C, the ductile mechanical work is dominant; the brittle layer is affected by a diffuse fracturing (see Figure 153-B for correspondence with the curves).

For low viscosities ( $\eta < \eta_t$ ), the mechanical work in brittle media is predominant in comparison with the one in ductile layer. In this case, stress at fault tip can dissipate in the ductile layers, defining the localized brittle fracturing (cf. Figure 154, domain A). For high viscosities ( $\eta > \eta_t$ ), the mechanical work of the ductile layers is far larger than in the brittle layer and in this case the total mechanical work is mainly controlled by the one in the ductile layer. The faults in the brittle layer cannot dissipate their tip stress in the ductile layer. New faults create then in order to dissipate the stress accumulated in the brittle layer. The deformation mode corresponds therefore to the diffuse brittle fracturing (cf. Figure 154, domain C). It would have been interesting to model and compare the fault tip stress with the stress in ductile layer and to estimate theoretically the length of the penetration of the crack tip in the ductile layer. However, simple crack tip stress cannot be computed since faults have a finite thickness. For a viscosity of the order of the transition viscosity  $\eta_t$ , the mechanical works in both brittle and ductile layers are balanced. This viscosity corresponds then to a transition between the two modes of deformation previously described.

## 6. Bilan

Cette étude met en évidence au travers de modèles numériques le rôle du couplage mécanique fragile-ductile sur le mode de fracturation macroscopique. Elle permet également de mieux appréhender les interactions ayant lieu au niveau de l'interface fragile-ductile.

Les modèles d'éléments finis en déformations planes associent, en contexte de raccourcissement, une couche visco-plastique (plasticité de Von Mises) à deux couches ductiles. Une rhéologie de type Mohr-Coulomb aurait pu être choisie. Dans ce cas, l'orientation des failles par rapport à l'axe de compression principal aurait été probablement différente. Cependant, la mécanique du couplage fragile-ductile serait restée la même.

En faisant varier la viscosité du milieu ductile, deux modes macroscopiques de déformation dans le milieu fragile ont été observés : un mode de fracturation localisé et un mode de fracturation diffus. Le mode de fracturation localisé se met en place pour de faibles viscosités. Il est caractérisé par une déformation localisée sur quelques failles. Dans ce cas, la contrainte moyenne dans le niveau fragile est supérieure à celle dans les niveaux ductiles. Les contraintes en pointe de faille peuvent alors se concentrer dans le niveau ductile et stabiliser l'accumulation de déformation le long de ces quelques failles. Le mode de fracturation diffus est dû à de fortes viscosités du milieu ductile et se caractérise par une forte densité de failles. Dans ce cas, la contrainte moyenne du niveau ductile est supérieure à celle du niveau fragile. La contrainte en bout de faille ne peut se concentrer dans le niveau ductile, qui apparaît alors comme rigide. Les contraintes restent alors concentrées dans le milieu fragile, forçant la nucléation de nouvelles failles.

La transition entre ces deux modes est progressive et continue. Elle peut cependant se produire pour une variation de la valeur de la viscosité d'un ordre de grandeur seulement. Cette observation peut avoir des implications importantes dans la nature, à l'échelle de la lithosphère ou du bassin sédimentaire, dans la mesure où des variations de la viscosité de la croûte ductile d'un ordre de grandeur sont tout à fait envisageables (qu'elles soient liées à des variations thermiques ou à des modifications du taux de déformation).

Une viscosité critique entre ces deux modes a été définie, lorsque la contrainte moyenne dans le ductile équivaut à celle dans le milieu fragile. Cependant, comme le montre l'étude paramétrique, cette viscosité dépend d'autres paramètres non pris en compte dans sa formule, comme les largeurs des niveaux ductiles et fragiles. Ainsi lorsque la largeur du niveau ductile augmente par rapport à la largeur de celle du niveau fragile, la transition entre les deux modes tend à se faire pour une valeur de viscosité plus faible. L'étude paramétrique montre également que la modification de l'adoucissement de la contrainte plastique entraîne un changement radical de la morphologie du réseau de failles sans avoir à modifier la viscosité (depuis une déformation totalement diffuse en cas de durcissement jusqu'à une déformation très localisée si l'adoucissement est important). Quant à la viscosité du milieu plastique, introduite pour éviter la propagation « catastrophique » des failles, son effet se porte sur l'adoucissement macroscopique observé. Quand la « viscosité plastique » augmente, l'adoucissement est diminué et nécessite plus de temps (ou de raccourcissement) pour avoir lieu. Enfin, les effets de

longueur de la taille du modèle et de la taille des mailles sont principalement liés à des effets de taille finie, rendant les mécanismes moins nets, lorsque les mailles sont larges et la longueur petite.

Un modèle conceptuel basé sur l'équilibre entre le travail mécanique des couches ductiles et fragiles est également proposé. Ce modèle permet de définir une viscosité de transition entre le mode de fracturation localisé et diffus. Cette viscosité de transition dépend de la contrainte moyenne dans le milieu fragile, de la longueur du modèle, des épaisseurs des niveaux ductiles et fragiles et de la vitesse de compression. La transition ainsi modélisée, en supposant des conditions aux limites simplifiées, est sur-estimée par rapport à la transition calculée à partir des données. Elle reste cependant du même ordre de grandeur. La définition de cette transition « théorique » présente le grand avantage de justifier le rôle de tous les paramètres impliqués dans les modèles et est en parfait accord avec les résultats de l'étude paramétrique.

Il serait intéressant de contraindre les valeurs des modèles à l'échelle lithosphérique et de déterminer certaines viscosités de transition. Cependant, dans la lithosphère, la notion de couplage ne se limite pas *a priori* à une seule interface fragile/ductile. Elle doit être définie au niveau de deux ou trois interfaces selon la rhéologie de la lithosphère ; ce qui rend la notion de viscosité de transition et donc de couplage plus complexe.

## **CONCLUSION**



Les travaux réalisés tout au long de cette thèse s'inscrivent dans la compréhension du mécanisme de la localisation de la déformation et du développement des réseaux de failles.

Cette étude a principalement été conduite à partir d'expériences couplant milieux fragiles et ductiles. Ces expériences, admises comme étant des analogues de la lithosphère continentale, sont réalisées en contexte de collision. L'utilisation d'un logiciel de corrélation d'images ainsi que des marqueurs adaptés a permis de suivre l'évolution des champs de déplacement et donc de déformation au cours des expériences, avec une résolution temporelle et spatiale supérieure aux études menées précédemment.

Après la compilation d'une cinquantaine d'expériences, la déformation d'un analogue de la lithosphère continentale a été caractérisée. La prise en compte de trois facteurs permet de décrire *a priori* l'ensemble des styles de déformation rencontrés dans ces systèmes ; il s'agit du paramètre fragile/ductile, du nombre d'Argand et des conditions aux limites. La notion de « style » comprend le mode de déformation dominant (compressif, extensif, décrochant) et le caractère localisé ou non de la déformation.

A première vue, ces trois facteurs peuvent être considérés comme indépendants dans la description des déformations. Le paramètre fragile/ductile  $\Gamma$  est relié au contrôle du couplage fragile/ductile sur le degré de localisation de la déformation. Ce paramètre adimensionnel, qui doit être distingué du rapport des résistances entre couches fragiles et ductiles, est indépendant de la taille du système. Il permet de définir la transition entre non-localisation et localisation macroscopique de la déformation (autour de  $\Gamma \sim 0.5$ ). Il influe également sur la morphologie du réseau de failles. Plus le niveau fragile est résistant par rapport au niveau ductile, plus  $\Gamma$  a une valeur importante et plus la déformation est localisée le long d'un réseau de faible densité, constitué de grandes failles. Le nombre d'Argand  $A_r$  est représentatif des forces gravitaires et contribue à définir le mode de déformation dominant dans le milieu. Il contrôle ainsi les parts relatives des structures compressives, décrochantes et extensives dans le milieu déformé. Les conditions aux limites, enfin, en créant des champs de déplacement homogènes ou hétérogènes, vont conditionner l'organisation spatiale des différents modes de déformation. La présence de forts gradients de déplacement va favoriser les rotations dans le milieu et conduire à une individualisation des modes de déformation dans l'espace. Au contraire, dans le cas de champs de déplacement homogènes, les faibles gradients de déplacement entraînent une superposition des différents modes de déformation.

Le passage d'un style de déformation à un autre dans le cadre défini par ces trois facteurs se fait de manière continue.

L'ensemble de ces résultats peut constituer un guide pour l'interprétation des déformations observées dans la lithosphère continentale.

L'analyse détaillée de l'organisation des champs de déformation ainsi que des hétérogénéités induites permet de mieux caractériser le mécanisme de localisation de la déformation et de fracturation associée. Deux phases sont distinguées : la phase pré- ou syn-localisation et la phase post-localisation. La phase pré-localisation correspond à une sorte de régime transitoire. La phase post-localisation se rapprocherait plus d'un régime stationnaire mais dans lequel le système évolue encore.

La phase pré-localisation est caractérisée par l'augmentation de la déformation moyenne du milieu avec le temps selon une loi de puissance. L'exposant de cette loi de puissance est indépendant de la rhéologie du milieu. Ainsi, toutes les expériences en mode décrochant dominant, présentent un exposant de 0.3, quelle que soit la valeur de leur paramètre fragile/ductile. Le passage au mode extensif dominant abaisse la valeur de l'exposant. Cette modification de la valeur de l'exposant est due au fait qu'à la vitesse appliquée aux limites s'ajoute la vitesse plus importante d'étalement gravitaire. Le changement de la valeur de l'exposant traduit donc un changement de mode de déformation. Les résultats montrent cependant que la phase de pré-localisation se fait toujours sur la même période de temps, quels que soient la vitesse de compression, la rhéologie du milieu ou même le mode de déformation. Cette absence apparente de temps caractéristique induit par les propriétés rhéologiques est un résultat qui demande à être approfondi.

La phase pré-localisation est par ailleurs caractérisée par une organisation progressive des déformations depuis de petites échelles jusqu'à de grandes échelles en fin de localisation. Ainsi, cette phase se traduit par une augmentation de la longueur de corrélation du système et par le passage de la dimension de corrélation ( $D_c$ ) des déformations de 2 à une dimension plus faible représentative des fluctuations de l'intensité des déformations dans le système. La dimension de 2 correspond à une phase d'endommagement où la déformation n'est pas corrélée dans l'espace. La longueur de corrélation représente l'échelle de longueur au-delà de laquelle le système peut être considéré comme homogène et où la déformation moyenne ne varie plus avec l'échelle. Dans la phase de pré-localisation, il faut rappeler que la valeur d'homogénéisation de la déformation varie avec le temps. Cette organisation spatiale progressive des déformations peut correspondre soit à une organisation des déformations à petites échelles, qui va se transmettre par la suite aux grandes échelles, soit à une organisation simultanée des déformations à toutes les échelles. Elle aboutit en fin de localisation à la mise en place du réseau de failles. L'organisation de la déformation pendant la phase de localisation est donc fondamentale puisqu'elle fixe la morphologie du futur réseau de failles.

La phase post-localisation correspond à une stabilisation de la déformation moyenne, et dans une moindre mesure de la longueur de corrélation et de la dimension de corrélation  $D_c$ . Celles-ci présentent cependant encore quelques variations, qui témoignent de la dynamique encore active du système. L'analyse de l'organisation spatiale des déformations post-localisation montre que celles-ci suivent des lois d'échelle : décroissance de la déformation moyenne et de la moyenne des carrés des déformations en fonction de l'échelle selon des lois de puissance. Dans la mesure où la longueur de corrélation se stabilise à des valeurs du même ordre de grandeur que la taille du système, toutes ces lois de puissance obtenues définissent des corrélations de grande portée (infinie) entre les déformations. Même si la dépendance de la déformation en fonction de l'échelle est faible (exposants variant entre 0.05 et 0.2), l'existence de ces lois d'échelle définies sur toutes les échelles de longueur

indique que les systèmes présentés ne peuvent être homogénéisés. Ce résultat est confirmé par l'analyse des réseaux de failles portant sur la distribution des barycentres et des longueurs de failles.

Dans la phase post-localisation, l'organisation spatiale des déformations comme celle des failles dépend de la rhéologie du milieu. Ainsi, la dimension de corrélation des déformations  $D_c$  moyenne est d'autant plus faible que la valeur du paramètre fragile/ductile est importante. Elle passe de 2 pour des expériences non localisantes à 1.6 pour les plus fortes valeurs de  $\Gamma$  étudiées. De même, la dimension de corrélation calculée sur les barycentres de failles  $D_f$  ( $D_f < D_c$ ) comme l'orientation moyenne des failles se montrent dépendantes de la rhéologie du milieu. Ainsi, l'orientation moyenne varie entre  $45^\circ$  (orientation des bandes de cisaillement dans un milieu purement ductile) et  $30^\circ$  (orientation des plans de failles dans un milieu fragile type Mohr-Coulomb). De plus, l'organisation des déformations comme celle des failles n'est pas figée et continue à évoluer. L'évolution de la masse des failles actives traduit une réorganisation constante de la déformation dans ces systèmes. Pour une faible localisation de la déformation (faible  $\Gamma$ ), le nombre de failles actives diminue fortement après localisation de la déformation. Au contraire, lorsque la localisation est importante (fort  $\Gamma$ ), la masse de failles actives se stabilise plus ou moins après localisation. L'évolution de la masse des failles actives peut être reliée à l'évolution de l'organisation des déformations et aux fluctuations de  $D_c$ . Le suivi précis du changement d'activité le long des failles serait à approfondir, afin de mieux comprendre la dynamique des réseaux de failles post-localisation.

Enfin, dans la mesure où le couplage fragile/ductile joue un rôle important dans l'organisation spatiale des déformations, rôle qui ne peut être expliqué à partir de modèles expérimentaux, les simulations numériques effectuées apportent une première description de la mécanique du couplage fragile/ductile. A partir du couplage d'une bande visco-plastique bordée par deux bandes ductiles, la modification de la viscosité des bandes ductiles permet de passer d'un mode de fracturation localisé à un mode diffus. Le mode de fracturation localisé est obtenu lorsque les contraintes en pointe de failles peuvent se concentrer dans le niveau ductile (qui présente alors une contrainte moyenne inférieure à celle en pointe de faille). Au contraire, lorsque la contrainte moyenne du niveau ductile est supérieure aux contraintes en pointes de failles, celles-ci ne peuvent plus se concentrer dans le milieu ductile et l'interface fragile/ductile ne peut se déformer. Les contraintes, restant concentrées dans le milieu fragile, conduisent alors à la nucléation de nouvelles failles. L'analyse du domaine des failles actives en fonction de la viscosité, ainsi que la définition d'un modèle conceptuel basé sur l'équilibre entre le travail mécanique des couches ductiles et fragiles, permettent de définir une viscosité de transition. Les résultats montrent que le passage d'une fracturation localisée à diffuse ne nécessite qu'une augmentation d'un ordre de grandeur de la valeur de la viscosité. Cette observation peut avoir des implications importantes dans la nature, à l'échelle de la lithosphère, au niveau de laquelle des variations d'un ordre de grandeur de la viscosité de la croûte ductile, liées à des variations thermiques ou des modifications du taux de déformation, sont tout à fait envisageables. Il serait souhaitable, dans cette optique, d'adapter les valeurs des modèles à l'échelle lithosphérique, tout en envisageant l'existence de couplages multiples.





## **BIBLIOGRAPHIE**



- Ackermann, R. V. and R. W. Schlische (1997). "Anticlustering of small normal faults around larger faults." Geology **25**(12): 1127-1130.
- Ackermann, R. V., R. W. Schlische and M. O. Withjack (2001). "The geometric and statistical evolution of normal fault systems : an experimental study of the effects of mechanical layer thickness on scaling laws." Journal of Structural Geology **23**: 1803-1819.
- Adams, F. D. (1912). "An experimental contribution to the question of the depth of the zone of flow in the earth's crust." J. Geol. **20**: 97-118.
- Allègre, C. J., J. L. Le Mouél and A. S. Provost (1982). "Scaling rules in rock fracture and possible implications for earthquake predictions." Nature **297**: 47-49.
- Allemand, P., J.-P. Brun, P. Davy and J. Van Den Driessche (1989). "Symétrie et asymétrie des rifts et mécanismes d'amincissement de la lithosphère." Bulletin de la Société Géologique de France **8**: 445-451.
- Amitrano, D., J. Grasso and D. Hantz (1999). "From diffuse to localized damage through elastic interaction." Geophys. Res. Lett. **26**(14): 2109-2112.
- Anders, M. H. and R. W. Schlische (1994). "Overlapping faults, intrabasin highs and the growth of normal faults." J. Geol. **102**: 165-180.
- Andersen, T. B., P. T. Osmundsen and H. Berry (1997). "Multi-level extensional detachment systems in western Norway (abstract)." Geonytt **1**: 19.
- Ando, R., T. Tada and T. Yamashita (2004). "Dynamic evolution of a fault system through interactions between fault segments." Journal of Geophysical Research **109**: B05303 1-15.
- Anifrani, J. C., C. Le Floc'h, D. Sornette and B. Souillard (1995). "Universal log-periodic correction to renormalizationgroup scaling for rupture stress prediction from acoustic emissions." J. Phys. I, France **5**: 631-638.
- Ashby, M. F. and S. D. Hallam (1986). "The failure of brittle solids containing small cracks under compressive stress states." Acta Metallurgy **34**(3): 497-510.
- Aviles, C. A., C. H. Scholz and J. Boatwright (1987). "Fractal analysis applied to characteristic segments of the San Andreas fault." Journal of Geophysical Research **92**: 331-344.
- Avouac, J. P. and P. de Wever (2002). Himalaya-Tibet : le choc des continents, Museum national d'histoire naturelle-CNRS Editions.
- Avouac, J. P. and P. Tapponnier (1993). "Kinematics model of active deformation in central Asia." Geophys. Res. Lett. **20**: 895-898.
- Aydin, A. (1978). "Small faults formed as deformation bands in sandstone." Pure Appl. Geophys. **116**: 913-930.
- Bai, T. and D. D. Pollard (2000). "Closely spaced fractures in layered rocks: initiation mechanism and propagation kinematics." Journal of Structural Geology **22**(10): 1409-1425.
- Bai, T. and D. D. Pollard (2000). "Fracture spacing in layered rocks: a new explanation based on the stress transition." Journal of Structural Geology **22**(1): 43-57.
- Bai, T., D. D. Pollard and H. Gao (2000). "Explanation for fracture spacing in layered materials." Nature **403**: 753-756.
- Bak, P. and C. A. Tang (1989). "Earthquake as a self-organized critical phenomenon." Journal of Geophysical Research **94**: 15635-15637.
- Bak, P., C. A. Tang and K. Wiesenfeld (1987). "Self-organized criticality: an explanation of the 1/f noise." Phys. Rev. Lett. **59**: 381-384.
- Bak, P., C. A. Tang and K. Wiesenfeld (1988). "Self-organized criticality." Phys. Rev. A **38**: 364-374.
- Barrier, L. (2003). Interactions déformation-sédimentation dans les systèmes compressifs supra-crustaux. Exemples naturels et modélisation analogique. Géosciences, Rennes, Université de Rennes 1: 219.
- Barton, C. A. and E. Larsen (1985). Fractal geometry of two dimensional fracture networks at Yucca Mountain, south-western Nevada. Proc. Int. Symp. on fundamentals of rock joints, Bjorkliden, Sweden.
- Barton, C. A. and M. D. Zoback (1992). "Self-similar distribution and properties of macroscopic fractures at depth in crystalline rock in the Cajon Pass scientific drill hole." J. Geophys. Res. **97**: 5181-5200.
- Barton, C. C. (1995). Fractal analysis of scaling and spatial clustering of fractures. Fractal in the Earth Sciences, C. C. Barton and P. R. Lapointe. New York, Plenum: 141-178.

- Baud, P. and T. Reuschlé (1997). "A theoretical approach to the propagation of interacting cracks." Geophys. J. Int. **130**: 460-468.
- Becker, A. and M. R. Gross (1996). "Mechanism for joint saturation in mechanically layered rocks: an example from southern Israel." Tectonophysics **257**: 223-237.
- Becker, T. W., J. L. Hardebeck and G. Anderson (2004). "Constraints on fault slip rates of the southern Californie plate boundary from GPS velocity and stress inversions." Geophysical Journal International: soumis.
- Belfield, W. C. and J. Sovitch (1995). "Fractures statistics from horizontal well bores." J. Can. Pet. Technol. **34**: 47-50.
- Bellahsen, N., J. M. Daniel, L. Bollinger and E. Burov (2003). "Influence of viscous layers on the growth of normal faults: insights from experimental and numerical models." Journal of Structural Geology **25**(9): 1471-1485.
- Benes, V. and P. Davy (1996). "Modes of continental lithospheric extension : experimental verification of strain localization processes." Tectonophysics **254**: 69-87.
- Bergerat, F. (1985). Déformation cassante et champs de contraintes tertiaires dans la plate-forme européenne. Géologie. Paris, Université de Paris VI: 315 p.
- Berkowitz, B. and P. M. Adler (1998). "Stereological analysis of fracture network structure in geological formations." Journal of Geophysical Research **103**: 15339-15360.
- Berkowitz, B. and A. Hadad (1997). "Fractal and multifractal measures of natural and synthetic fracture networks." Journal of Geophysical Research **102**: 12205-12218.
- Beslier, M. O. and J.-P. Brun (1991). "Boudinage de la lithosphère et formation des marges passives." C. R. Acad. Sciences Paris **313/II**: 951-958.
- Bésuelle, P., J. Desrues and S. Raynaud (2000). "Experimental characterisation of the localisation phenomenon inside a Vosges sandstone in a triaxial cell." International Journal of Rock Mechanics & Mining Sciences **37**: 1223-1237.
- Bieniawski, Z. T. (1968). "The effect of specimen size on compressive strength of coal." Int. J. Rock Mech. Mineral. Sci. **13**: 255-279.
- Bilham, R. and P. Williams (1985). "Sawtooth segmentation and deformation processes on the southern San Andreas fault, California." Geophysical Research Letters **12**: 557-560.
- Bird, P. (1989). "New finite element techniques for modeling deformation histories of continents with stratified temperature dependant rheology." J. Geophys. Res. **94**: 3967-3990.
- Bird, P. (1999). "Thin-plate and thin-shell finite element programs for forward dynamic modeling of plate deformation and faulting." Computers & Geosciences **25**(4): 383-394.
- Bird, P. and J. Baumgardner (1984). "Fault friction, regional stress, and crust-mantle coupling in southern California from finite element models." Journal of Geophysical Research **89**: 1932-1944.
- Bird, P. and K. Piper (1980). "Plane stress finite element models of tectonic flow in southern California." Physics of the earth and planetary interiors **21**: 158-175.
- Blanpied, M. L., D. A. Lockner and J. D. Byerlee (1992). "An earthquake mechanism based on rapid sealing of faults." Nature **358**: 574-576.
- Bohnenstiehl, D. R. and S. M. Carbotte (2001). "Faulting patterns near 19.5°S on the East Pacific Rise: implication for fault formation and growth at superfast-spreading centers." Geochem. Geophys. Geosyst. **2**: 2001GC000156.
- Bonnet, E. (1997). La localisation de la déformation dans les milieux fragile-ductile : approche expérimentale et application à la lithosphère continentale. Géosciences. Rennes, Université de Rennes 1: 183.
- Bonnet, E., O. Bour, N. E. Odling, P. Davy, I. G. Main, P. A. Cowie and B. Berkowitz (2001). "Scaling of fracture systems in geological media." Reviews of Geophysics **39**(3): 347-383.
- Bonnet, E. and P. Davy "Fault pattern and deformation mode in brittle-ductile experiments - Scaling issues.": en préparation.
- Bour, O. (1997). Transferts de fluides dans les milieux fracturés - Effet d'échelle. Géosciences. Rennes, Université de Rennes 1: 247.
- Bour, O. and P. Davy (1999). "Clustering and size distributions of fault patterns: theory and measurements." Geophysical Research Letters **26**(13): 2001-2004.

- Bour, O., P. Davy, C. Darcel and N. Odling (2002). "A statistical scaling model for fracture network geometry, with validation on a multiscale mapping of a joint network (Hornelen Basin, Norway) - art. no. 2113." Journal of Geophysical Research Solid Earth **107**(B6): 214-225.
- Bourne, S. J., P. England and B. Parsons (1998). "The motion of crustal blocks driven by flow of the lower lithosphere and implications for slip rates of continental strike-slip faults." Nature **391**: 655-659.
- Brace, W. F. and E. G. Bombokalis (1963). "A note on brittle crack growth under pressure." Journal of Geophysical Research **68**: 3709-3713.
- Brace, W. F. and D. L. Kohlstedt (1980). "Limits on lithospheric stress imposed by laboratory experiments." Journal of Geophysical Research **85**(B11): 6248-6252.
- Brun, J.-P. (1999). "Narrow rifts versus wide rifts: interferences for the mechanics of rifting from laboratory experiments." Phil. Trans. R. Soc. Lond. A **357**: 695-712.
- Brun, J.-P. (2002). Deformation of the continental lithosphere: Insights from brittle-ductile models. Deformation mechanisms, rheology and tectonics: currents status and future perspectives. S. De Meer, M. R. Drury, J. H. P. De Bresser and G. M. Pennock. London, Geological Society, Special Publications. **200**: 355-370.
- Brun, J.-P. and M. O. Beslier (1996). "Mantle exhumation at passive margins." Earth Planet. Sci. Lett. **142**: 161-173.
- Brun, J.-P., D. Sokoutis and J. Van Den Driessche (1994). "Analogue modelling of detachment fault systems." Geology **22**: 319-322.
- Brune, J. N. (1968). "Seismic moment, seismicity, and rate of slip along major fault zones." Journal of Geophysical Research **73**: 777-784.
- Buck, W. R. (1991). "Modes of continental lithospheric extension." J. Geophys. Res. **96**: 161-178.
- Burg, J. P., J. Van Den Driessche and J.-P. Brun (1994). "Syn- to post-thickening extension: mode and consequences." C. R. Acad. Sciences Paris **319/II**(9): 1019-1032.
- Byerlee, J. D. (1967). "Theory of friction based on brittle fracture." J. Appl. Phys. **38**: 2928-2934.
- Byerlee, J. D. (1978). "Friction of rocks." Pure and Appl. Geophys. **116**: 615-626.
- Byerlee, J. D. (1990). "Friction, overpressure and fault normal compression." Geophys. Res. Lett. **17**: 2109-2112.
- Byerlee, J. D. (1992). "The change in orientation of subsidiary shears near faults containing pore fluid under high pressure." Tectonophysics **211**: 295-303.
- Callot, J. P., L. Geoffroy and O. Merle (2000). "Etude analogique de la tectonique de l'Etna." Bull. Soc. Geol. France **171**(XXX): 59-70.
- Cannelli, G., R. Cantelli and F. Cordero (1993). "Self-organized criticality of the fracture processes associated with hydrogen precipitation in niobium by acoustic emission." Phys. Rev. Lett. **70**: 3923-3926.
- Carbotte, S. M. and K. C. MacDonald (1994). "Comparison of seafloor tectonic fabric at intermediate, fast, and super fast spreading ridges: Influence of spreading rate, plate motions, and ridge segmentation on fault patterns." Journal of Geophysical Research **99**: 13609-13631.
- Caristan, Y. (1982). "The transition from high temperature creep to fracture in Maryland diabase." Journal of Geophysical Research **87**: 6781-6790.
- Carter, N. L. (1976). "Steady state flow of rocks." Reviews of Geophysics and Space Physics **14**: 301-360.
- Carter, N. L. and M. C. Tsenn (1987). "Flow properties of continental lithosphere." Tectonophysics **136**: 27-63.
- Carter, N. L. and C. L. Winter (1995). "Fractal nature of normal faults in the española basin, Rio Grande rift, New Mexico: implications for fault growth and brittle strain." J. Struct. Geol. **17**: 863-873.
- Cartwright, J. A., B. D. Trugdill and C. S. Mansfield (1995). "Fault growth by segment linkage: an intraplate earthquakes and their implications for the thermal and mechanical properties of the lithosphere." J. Struct. Geol. **17**: 1319-1326.
- Chambon, R., J. Desrues and I. Vardoulakis (1994). Localisation and Bifurcation Theory for Soils and Rocks. Rotterdam.
- Charmet, J. C., S. Roux and E. E. Guyon (1990). Disorders and fracture. New York, Plenum.

- Chen, K., P. Bak and S. P. Obukhov (1991). "Self-organized criticality in crack propagation model of earthquakes." Phys. Rev. A **43**: 625-630.
- Chen, W.-P. and P. Molnar (1983). "Focal depths of intracontinental and intraplate earthquakes and their implications for the thermal and mechanical properties of the lithosphere." Journal of Geophysical Research **88**(B5): 4183-4214.
- Chery, J., M. D. Zoback and S. Hickman (2004). "A mechanical model of the San Andreas fault and SAFOD pilot hole stress measurements - art. no. L15S13." Geophysical Research Letters **31**(15): 19-23.
- Chester, F. M. (1995). "A rheologic model for wet crust applied to strike-slip faults." J. Geophys. Res. **100**: 13033-13044.
- Childs, C., S. Easton, B. Vendeville, M. P. A. Jackson, S. T. Lin, J. J. Walsh and J. Watterson (1993). "Kinetics analysis of faults in a physical model of growth faulting above a viscous analogue." Tectonophysics **228**: 313-329.
- Childs, C., J. J. Walsh and J. Watterson (1990). A method for estimation of the density fault displacements below the limits of seismic resolution in reservoir formation. North sea oil and gas reservoirs II. A. T. Buller and e. al. Norwell, Mass., Graham et Trotman: 309-318.
- Childs, C., J. Watterson and J. J. Walsh (1995). "Fault overlap zones within developing normal fault system." J. Geol. Soc. Lond. **152**: 535-549.
- Chiles, J. P. (1988). "Fractal and geostatistical methods for modelling of a fracture network." Math. Geol. **20**: 631-654.
- Cladouhos, T. T. and R. Marret (1996). "Are fault growth and linkage models consistent with power-law distribution of fault length?" J. Struct. Geol. **18**: 281-294.
- Clifton, A. E., R. W. Schlische, M. O. Withjack and R. V. Ackermann (2000). "Influence of rift obliquity on fault-population systematics : results of experimental clay models." Journal of Structural Geology **22**: 1491-1509.
- Cobbold, P. R. (1999). Hydrocarbon generation, fluid overpressures and source-rock detachments in thrust belts. Thrust Tectonics 99, Egham.
- Cobbold, P. R. and L. Castro (1999). "Fluid pressure and effective stress in sandbox model." Tectonophysics **301**: 1-19.
- Cohen, S. C. and R. C. Morgan (1986). "Intraplate deformation due to continental collisions: a numerical study of deformation in a thin viscous sheet." Tectonophysics **132**: 247-259.
- Contreras, J., M. H. Anders and C. H. Scholz (2000). "Growth of normal fault systems: observations from the lake Malawi basin of the east African rift." J. Struct. Geol. **22**: 159-168.
- Coulomb, C. A. (1776). "Sur une applictaion des règles de maximis et de minimis à quelques problèmes de statique relatifs à l'architecture." Acad. Roy. des Sciences Mémoires de math. et de physique **7**: 343-382.
- Cowie, P. A. (1998). Normal fault growth in three dimensions in continental and oceanic crust. Faulting and magmatism at mid-ocean ridge. W. R. Buck. Washington, D.C., AGU. **106**: 325-348.
- Cowie, P. A. (1998). Normal fault growth in three dimensions in continnetal and oceanic crust. Faulting and magmatism at Mid-Ocena Ridges. W. R. Buck. Washington, D.C., AGU. **106**: 325-348.
- Cowie, P. A., A. Malinverno, W. B. F. Ryan and M. H. Edwards (1994). "Quantitative fault studies on the East Pacific Rise a comparison of sonar imaging techniques." Journal of Geophysical Research **99**: 15205-15218.
- Cowie, P. A. and C. H. Scholz (1992). "Displacement-length scaling relationship for faults: data synthesis and discussion." Journal of Structural Geology **14**(10): 1149-1156.
- Cowie, P. A. and C. H. Scholz (1992). "Physical explanation for the displacement-length relationship of faults using a post-yield fracture mechanics model." Journal of Structural Geology **14**(10): 1133-1148.
- Cowie, P. A., D. Sornette and C. Vanneste (1995). "Multifractal scaling properties of a growing fault population." Geophys. J. Int. **122**: 457-469.
- Cowie, P. A., C. Vanneste and D. Sornette (1993). "Statistical physics model for the spatiotemporal evolution of faults." Journal of Geophysical Research **98**(B12): 21,809-21,821.

- Cox, S. F. and M. A. Etheridge (1989). "Coupled grain-scale dilatancy and mass transfer during deformation at high fluid pressure: examples from Mount Lyell, Tasmania." *J. Struct. Geol.* **11**: 147-162.
- Cox, S. F. and M. S. Paterson (1990). Damage development during rupture of heterogeneous brittle material: a numerical study. *Deformation Mechanisms, Rheology and Tectonics*. R. J. Knipe and E. H. Rutter, Geol. Soc. Spec. Publ. **54**: 57-62.
- Crider, J. G. and D. C. P. Peacock (2004). "Initiation of brittle faults in the upper crust: a review of field observations." *Journal of Structural Geology* **26**(4): 691-707.
- Crider, J. G. and D. D. Pollard (1998). "Fault linkage : three-dimensional mechanical interaction between echelon normal faults." *Journal of Geophysical Research* **103**(B10): 24,373-24,391.
- Cruden, D. M. (1977). "Describing the size of heterogeneities." *Int. J. Rock Mech. Mineral. Sci. & Geomech. Abstr.* **14**: 133-137.
- Cunha, A. P. (1990). *Scale effects in rock mass*. Rotterdam, Blakema.
- Daniels, H. E. (1945). "The statistical theory of the strength of bundles of threads." *Proc. Roy. Soc. Lond.* **A183**: 404.
- Darcel, C. (2003). Corrélations dans les réseaux de fractures : Caractérisation et conséquences sur les propriétés hydrauliques. *Géosciences*. Rennes, Université de Rennes 1: 224 pp.
- Darcel, C., O. Bour and P. Davy (2003). "Cross-correlation between length and position in real fracture networks - art. no. 1650." *Geophysical Research Letters* **30**(12): 5-8.
- Darcel, C., O. Bour and P. Davy (2003). "Stereological analysis of fractal fracture networks - art. no. 2451." *Journal of Geophysical Research Solid Earth* **108**(B9): 21-34.
- Dauteuil, O. and J.-P. Brun (1996). "Deformation partitioning in a slow spreading ridge undergoing oblique extension: Mohns Ridge, Norwegian Sea." *Tectonics* **15**: 870-884.
- Davis, G. H., A. B. Bump, P. E. Garcia and S. G. Ahlgren (2000). "Conjugate Riedel deformation band shear zones." *Journal of Structural Geology* **22**: 169-190.
- Davy, P. (1986). Modélisation thermo-mécanique de la collision continentale. *Géosciences*. Rennes, Université de Rennes 1: 233pp.
- Davy, P. (1993). "On the frequency-length distribution of the San Andreas fault system." *Journal of Geophysical Research* **98**(B7): 12,141 - 12,151.
- Davy, P. and P. R. Cobbold (1988). "Indentation tectonics in nature and experiment. 1. Experiments scaled for gravity." *Bull. Geol. Inst. Univ. Uppsala* **14**: 129-141.
- Davy, P. and P. R. Cobbold (1991). "Experiments on shortening of a 4-layer model of the continental lithosphere." *Tectonophysics* **188**: 1-25.
- Davy, P., A. Hansen, E. Bonnet and S.-Z. Zhang (1995). "Localization and fault growth in layered brittle-ductile systems : Implications for deformations of the continental lithosphere." *Journal of Geophysical Research* **100**(B4): 6281-6294.
- Davy, P., A. Sornette and D. Sornette (1990). "Some consequences of a proposed fractal nature of continental faulting." *Nature* **348**: 56-58.
- Davy, P., A. Sornette and D. Sornette (1992). "Experimental discovery of scaling laws relating fractal dimensions and the length distribution exponent of fault systems." *Geophys. Res. Lett.* **19**: 361-363.
- Davy, P. and P. Suzanne (1991). "Multifractal analysis of the fault pattern and the distribution of seisms in Western Anatolia." : non publié.
- Dawers, N. H. and M. H. Anders (1995). "Displacement-length scaling and fault linkage." *J. Struct. Geol.* **17**: 607-614.
- de Arcangelis, L., A. Coniglio and S. Redner (1985). "A connection between linear and nonlinear resistor network." *Journal of Physics A: mathematical and general* **18**: L805-L808.
- de Arcangelis, L., A. Hansen, H. J. Herrmann and S. Roux (1989). "Scaling laws in fracture." *Physical Review B* **40**: 877-880.
- de Arcangelis, L. and H. J. Herrmann (1989). "Scaling and multiscaling laws in random fuse networks." *Physical Review B* **39**: 2678-2684.
- Dell'Angelo, L. N. and D. L. Olgaard (1995). "Experimental deformation of fine-grained anhydrite: evidence for dislocation and diffusion creep." *J. Geophys. Res.* **100**: 15425-15440.
- Desrues, J. (1984). La localisation de la déformation dans les matériaux granulaires. Grenoble, Université de Grenoble.



- Dewey, F. J., M. R. Hempton, W. S. F. Kidd, F. Saroglu and A. M. C. Sengör (1986). "Shortening of continental lithosphere: the neotectonics of Eastern Anatolia—a young collision zone." Geol. Soc. London Spec. Publ. **19**: 3-36.
- Du, Y. and A. Aydin (1993). "The maximum distortional strain energy density criterion for shear fracture propagation with applications to the growth paths of an echelon faults." Geophys. Res. Lett. **20**: 1091-1094.
- Du, Y. and A. Aydin (1995). "Shear fracture patterns and connectivity at geometric complexities along strike-slip faults." Journal of Geophysical Research **100**: 18093-18102.
- Dugdale, D. S. (1960). "Yielding of steel sheets containing slits." J. Mech. Phys. Solids **8**: 100-115.
- Einstein, H. H. and G. B. Baecher (1983). "Probabilistic and statistical methods in engineering geology." Rock. Mech. Rock Eng. **16**: 39-72.
- England, P. (1983). "Constrain on extension of continental lithosphere." J. Geophys. Res. **88**: 1145-1152.
- England, P. and G. Houseman (1985). "Role of lithospheric strength heterogeneities in the tectonics of Tibet and neighbouring regions." Nature **315**: 297-301.
- England, P., G. Houseman and L. Sonder (1985). "Length scales for continental deformation in convergent, divergent, an strike-slip environments : analytical and approximate solutions for a thin viscous sheet layer." Journal of Geophysical Research **90**(B5): 3551-3557.
- England, P. and J. Jackson (1989). "Active deformation of the continents." Ann. Rev. Earth Planet. Sci. **17**: 197-226.
- England, P. and D. McKenzie (1982). "A thin viscous sheet model for continental deformation." Geophysical Journal of the Royal Astronomical Society **70**: 295-321.
- England, P. and D. McKenzie (1983). "Correction to : a thin viscous sheet model for continental deformation." Geophys. J. R. Astr. Soc. **73**: 523-532.
- England, P. and P. Molnar (1997). "Active Deformation of Asia: From Kinematics to Dynamics." Science **278**: 647-650.
- Etchecopar, A., M. H. Anders and C. Scholz (1993). "Origine des fentes en échelon : propagation des failles." C. R. Acad. Sci. Paris **302**: 479-484.
- Evans, B. and G. Dresen (1991). "Deformation of Earth Materials : Six easy pieces." Reviews of Geophysics Supplement: 823-843.
- Evans, B., J. T. Fredrich and T. F. Wong (1990). "The brittle-ductile transition in rocks: recent experimental and theoretical progress." Geophysical Monograph **56**: 1-20.
- Evans, B. and D. L. Kohlstedt (1995). Rheology of rocks. Rocks physics and phase relations, a handbook of physical constant. T. J. Ahrens, AGU: 148-165.
- Faccena, C., P. Davy, J.-P. Brun, R. Funicello, D. Giardini, M. Mattei and T. Nalpas (1996). "The dynamics of back-arc extensions: a laboratory approach to the opening of the Tyrrhenian Sea." Geophys. J. Int. **126**: 781-795.
- Faccena, C., D. Giardini, P. Davy and A. Argentieri (1999). "Initiation of subduction at atlantic-type margins: insights from laboratory experiments." Journal of Geophysical Research **104**: 2749-2766.
- Fang, Z. and J. P. Harrison (2001). "A mechanical degradation index for rock." International Journal of Rock Mechanics & Mining Sciences **38**: 1193-1199.
- Faugère, E. (1985). La tectonique en extension intracontinentale. Etude de terrain (le sud du Nevada, U.S.A.) et modelisation analogique-Memoire Sciences de la terre n° 85-06. Paris, Université Pierre et Marie Curie: 194 p.
- Faugère, E. and J.-P. Brun (1984). "Modélisation expérimentale de la distension continentale." Compte-Rendus de l'Académie des Sciences de Paris **299**: 365-370.
- Feder, J. (1988). Fractals. New York, Plenum.
- Feng, X.-Q., J.-Y. Li and S.-W. Yu (2003). "A simple method for calculating interaction of numerous microcracks and its applications." International Journal of Solids and Structures **40**: 447-464.
- Fernandez, M. and G. Ranalli (1997). "The role of rheology in extensional basin formation modelling." Tectonophysics **282**(1-4): 129-145.
- Ferrill, D. A., J. A. Stamatakis and D. Sims (1999). "Normal fault corrugation: implication for growth and seismicity of active normal faults." J. Struct. Geol. **21**: 1027-1038.

- Flesch, L. M., W. E. Holt, A. J. Haines and B. M. Shen-Tu (2000). "Dynamics of the Pacific-North American Plate boundary in the western United States." Science **287**: 834-836.
- Fossen, H. and J. Hesthammer (1997). "Geometric analysis and scaling relations of deformation bands in porous sandstone from the San Rafael Desert, Utah." J. Struct. Geol. **19**: 1479-1493.
- Fournier, M. (1994). Ouverture de bassins marginaux et déformation continentale : l'exemple de la Mer du Japon. Laboratoire de Géologie, Ecole Normale Supérieure, Université Pierre et Marie Curie, Paris 6: 312 p.
- Fournier, M., L. Jolivet, P. Davy and J.-C. Thomas (2004). "Backarc extension and collision: an experimental approach to the tectonics of Asia." Geophys. J. Int. **157**(2): 871-889.
- Fredrich, J. T., B. Evans and T. F. Wong (1989). "Micromechanics of the brittle to plastic transition in Carrara Marble." J. Geophys. Res. **94**: 4129-4145.
- Garcimartin, A., A. Guarino, L. Bellon and S. Ciliberto (1997). "Statistical properties of fracture precursors." Physical Review Letters **79**(17): 3202-3205.
- Gauthier, B. D. M. and S. D. Lake (1993). "Probabilistic modeling of faults below the limit of seismic resolution in Pelican field, North Sea, Offshore United Kingdom." Am. Assoc. Petrol. Geol. Bull. **77**: 761-777.
- Gautier, P., J.-P. Brun, R. Moriceau, D. Sokoutis, J. Martinod and L. Jolivet (1999). "Timing, kinematics and cause of Aegean extension: a scenario based on a comparison with simple analogue experiments." Tectonophysics **315**: 31-72.
- Gearing, B. P. and L. Anand (2004). "Notch-sensitive fracture of polycarbonate." International Journal of Solids and Structures **41**: 827-845.
- Giaquinta, A. S., S. Boccaletti, M. Boccaletti, L. Piccardi and F. T. Arecchi (1999). "Investigating the fractal properties of geological fault systems: the main Ethiopian rift case." Geophys. Res. Lett. **26**: 1633-1636.
- Gillespie, P., J. J. Walsh and J. Watterson (1992). "Limitation of dimension and displacement data from single faults and the consequences for data analysis and interpretation." J. Struct. Geol. **14**: 1157-1172.
- Gillespie, P. A., C. B. Howard, J. J. Walsh and J. Watterson (1993). "Measurement and characterisation of spatial distribution of fractures." Tectonophysics **226**: 113-141.
- Goetze, C. and B. Evans (1979). "Stress and temperature in the bending lithosphere as constrained by experimental rocks mechanics." Geophys. J. R. Astr. Soc. **59**: 463-478.
- Grassberger, P. (1983). "Generalized dimensions of strange attractors." Phys. Lett. A **97**: 227-230.
- Grassberger, P. and I. Procaccia (1983). "Measuring the strangeness of strange attractors." Physica D **9**: 189-208.
- Gratier, J. P. and J. F. Gamond (1990). "Transition between seismic and aseismic deformation in the upper crust. In : Deformation, Mechanisms, Rheology and Tectonics." J. Geol. Soc. Lond. spec. publ. **54**: 461-473.
- Griffith, A. A. (1920). "The phenomena of rupture and flow in solids." Philos. Trans. R. Soc. London, Ser. A **221**: 163-198.
- Griffith, A. A. (1924). Theory of rupture. Proc. 1st Int. Congress Applied Mechanics, Delft.
- Griggs, D. T. and J. Handin (1960). Observation on fracture and an hypothesis of earthquakes. Rock deformation. G. S. Am. Mem. **79**: 347-364.
- Gross, M. R. (1993). "The origin and spacing of cross joints: examples from the Monterrey formation, Santa Barbara coastline, California." J. Struct. Geol. **15**: 737-751.
- Gross, M. R., G. Gutierrez-Alonzo, T. Bai, M. A. Wacker, K. B. Collinsworth and R. J. Behl (1997). "Influence of mechanical stratigraphy and kinematics on fault scaling relations." J. Struct. Geol. **19**: 171-183.
- Guarino, A., S. Ciliberto and A. Garcimartin (1999). "Failure time and microcrack nucleation." Europhysics Letters **47**(4): 456-461.
- Guarino, A., S. Ciliberto, A. Garcimartin, M. Zei and R. Scorretti (2002). "Failure time and critical behaviour of fracture precursors in heterogeneous materials." European Physical Journal B **26**: 141-151.
- Guarino, A., S. Ciliberto, A. Garcimartin, M. Zei and R. Scorretti (2002). "Failure time and critical behaviour of fracture precursors in heterogeneous materials." The European Physical Journal B **26**: 141-151.

- Guarino, A., A. Garcimartin and S. Ciliberto (1998). "An experimental test of the critical behaviour of fracture precursors." European Physical Journal B **6**: 13-24.
- Guarino, A., A. Garcimartin and S. Ciliberto (1998). "An experimental test of the critical behaviour of fracture precursors." The European Physical Journal B **6**: 13-24.
- Gudmunsson, A. (1987). "Geometry, formation and development of tectonic fractures on the Reykjanes Peninsula, southwest Iceland." Tectonophys. **139**: 295-308.
- Gupta, A. and C. Scholz, H. (2000). "A model of normal fault interaction based on observations and theory." Journal of Structural Geology **22**: 865-879.
- Hakami, E. (1995). Aperture distribution of rock fractures. Dep. of Civ. and Environ. Eng. Stockholm, R. Inst. of Technol.
- Hallbauer, D. K., H. Wagner and N. G. W. Cook (1973). "Some observations concerning the microscopic and mechanical behaviour of quartzite specimens in stiff triaxial compression tests." Int. J. Rock Mech. Mineral. Sci. **10**: 713-726.
- Handy, M. R. (1994). "Flow laws for rock containing two non-linear viscous phases: a phenomenological approach." J. Struct. Geol **16**: 287-301.
- Hansen, A., E. L. Hinrichsen and S. Roux (1991). "Scale invariant disorder in fracture related breakdown phenomena." Physical Review B **43**: 665-678.
- Hardacre, K. M. and P. A. Cowie (2003). "Variability in fault size scaling due to rock strength heterogeneity: a finite element investigation." Journal of Structural Geology **25**(10): 1735-1750.
- Harris, R. A. and S. M. Day (1993). "Dynamics of fault interaction: parallel strike-slip faults." Journal of Geophysical Research **98**: 4461-4472.
- Harris, R. A. and R. W. Simpson (1998). "Suppression of large earthquakes by stress shadows: a comparison of Coulomb and rate-and-state failure." Journal of Geophysical Research **103**: 24439-24451.
- Hashimoto, M. and D. D. Jackson (1993). "Plate tectonics and crustal deformation around the Japanese islands." Journal of Geophysical Research **91**: 16149-16166.
- Hatzfeld, D. J., J. Martinod, G. Bastet and P. Gautier (1997). "An analog experiment for the Aegean to describe the contribution of gravitational potential energy." Journal of Geophysical Research **102**: 649-660.
- Hayward, N. J., J. R. Can and C. E. Ebinger (1995). "Fault population studies of active continental rift segments (abstract)." Terra Nova EUG **8**: 56.
- Heard, H. C. (1976). "Comparison of the flow properties of rocks at crustal conditions." Philos. Trans. R. Soc. London, Ser. A **283**: 173-186.
- Hentschel, H. G. E. and I. Procaccia (1983). "The infinite number of generalized dimensions of fractal and strange attractors." Physica D **8**: 435-444.
- Henvey, T. L. and G. J. Wasserburg (1971). "Heat flow near major strike-slip faults in California." J. Geophys. Res. **76**: 7924-7946.
- Hermann, H. J. and S. Roux, Eds. (1990). Statistical models for the fracture of disordered media. Random materials and processes. Amsterdam, ELSEVIER SCIENCE.
- Herrmann, H. J. and L. de Arcangelis (1990). Scaling in fracture. Disorder and fracture. J. C. Charvet, S. Roux and E. Guyon, Plenum Press: 149-159.
- Heuze, E. F. (1980). "Scale effect in determination of rock mass strength and deformability." Rock Mech. **12**: 167-192.
- Hirata, T. (1989). "Fractal dimension of fault system in Japan: Fractal structure in rock fracture geometry at various scales." Pure and Appl. Geophys. **131**: 157-170.
- Hirata, T., T. Satoh and K. Ito (1987). "Fractal structure of spatial distribution of microfracturing in rock." Geophys. J. R. Astr. Soc. **90**: 369-374.
- Hirth, G. and D. L. Kohlstedt (1996). "Water in the oceanic upper mantle: Implications for rheology, melt extraction and the evolution of the lithosphere." Earth and Planetary Science Letters **144**: 93-108.
- Hirth, G. and J. Tullis (1994). "The brittle-plastic transition in experimentally deformed quartz aggregates." J. Geophys. Res. **99**: 11731-11747.

- Hobbs, B. E., H. B. Muhlhauss and A. Ord (1990). Instability, softening and localization of deformation. Deformation mechanisms, rheology and tectonics. R. J. Knippe and E. H. Rutter, Geological Society Special Publication.
- Horii, H. and S. Nemat-Nasser (1985). "Compression induced microcrack growth in brittle solids: axial splitting and shear failure." Journal of Geophysical Research **90**: 12233-12249.
- Houseman, G. and P. England (1986). "Finite strain calculations of continental deformation. 1. Methods and general results for convergent zones." J. Geophys. Res. **91**: 3651-3663.
- Houseman, G. and P. England (1993). "Crustal thickening versus lateral expulsion in the India-Asian continental collision." J. Geophys. Res. **98**: 12233-12249.
- Houseman, G. and P. England (1996). A lithospheric-thickening model for the Indo-Asian collision. Tectonic evolution of Asia. A. Yin and T. M. Harrison. New York, Cambridge University Press: 3-17.
- Hubbert, M. K. (1937). "Theory of scale models as applied to the study of geologic structures." Bulletin of the Geological Society of America **48**: 1459-1520.
- Hubbert, M. K. and W. W. Rubey (1959). "Role of fluid pressure in mechanics of fluid-filled porous solids and application to overthrust faulting." Geol. Soc. Am. Bull. **70**: 115-166.
- Hubbert, M. K. and D. G. Willis (1957). Mechanics of hydraulic fracturing. Structural Geology. M. K. Hubbert. New York, Hafner Publishing Co.: 175-190.
- Hubert- Ferrari, A., A. Barka, E. Jacques, S. S. Nalbant, B. Meyer, R. Armijo, P. Tapponier and G. C. P. King (2000). "Seismic hazard in the Marmara Sea region following the 17 August 1999 Izmit earthquake." Nature **404**: 269-273.
- Hudson, J. A. and S. D. Priest (1979). "Discontinuities and rock mass geometry." Int. J. Rock Mech. Mineral. Sci. & Geomech. Abstr. **16**: 339-362.
- Hudson, J. A. and S. D. Priest (1983). "Discontinuity frequency in rock masses." Int. J. Rock Mech. Mineral. Sci. & Geomech. Abstr. **20**: 73-89.
- Inglis, C. E. (1913). "Stresses in a plate due to the presence of cracks and sharp corners." Trans. Inst. Naval Arch., London **V. LV**: 219-230.
- Jackson, J. (2002). "Faulting, flow, and the strength of the continental lithosphere." International Geology Review **44**(1): 39-61.
- Jackson, J. and D. J. Sanderson (1992). "Scaling of fault displacement from the Badajoz-Cordoba shear zone, SW Spain." Tectonophysics **201**: 179-190.
- Jaeger, J. C. and N. G. W. Cook (1978). Fundamentals of rock mechanics. London, Chapman & Hall.
- Johnston, J. D. and J. W. McCaffrey (1996). "Fractal geometries of vein system and the variation of scaling relationships with mechanism." J. Struct. Geol. **18**: 349-358.
- Jolivet, L. (1995). La déformation des continents - Exemples régionaux. Paris, Hermann, Editeurs des Sciences et des Arts.
- Jolivet, L., P. Davy and P. R. Cobbold (1990). "Right-lateral shear along the north-west Pacific margin and the India-Eurasia collision." Tectonics **9**: 1409-1419.
- Kagan, Y. Y. (1997). "Seismic moment-frequency relation for shallow earthquakes: regional comparison." Journal of Geophysical Research **102**: 2835-2852.
- Karato, S. I. (1989). Seismic anisotropy: mechanisms and tectonic implications. Rheology of solids and of the Earth. S. I. Karato and M. Toriumi, Oxford Univ. Press: 393-422.
- Kattenhorn, S. A., A. Aydin and D. D. Pollard (2000). "Joints at high angles to normal fault strike: an explanation using 3-D numerical models of fault-perturbed stress fields." Journal of Structural Geology **22**: 1-23.
- Kattenhorn, S. A. and D. D. Pollard (2001). "Integrating 3-D seismic data, field analogs, and mechanical models in the analysis of segmented normal faults in the Wytch Farm oil field, southern England, United Kingdom." Bulletin of the American Association of Petroleum Geologists **85**: 1183-1210.
- Kick, F. (1892). "Die Prinzipien der mechanischen Technologie und die Festigkeitslehre." Zweite Abhandlung. Z. Ver. Dtsch. Ing. **36**: 919-933.
- Kim, Y.-S., D. C. P. Peacock and D. J. Sanderson (2003). "Mesoscale strike-slip faults and damage zones at Marsalforn, Gozo Island, Malta." Journal of Structural Geology **25**: 793-812.
- Kimura, G. and K. Tamaki (1986). "Collision, rotation and back arc spreading: the case of Okhotsk and Japan seas." Tectonics **5**: 389-401.

- King, G. (1983). "The accomodation of large strains in the upper lithosphere of the Earth and other solids by self similar faults systems: the geometrical origin of b-value." Pure and Appl. Geophys. **121**: 761-815.
- King, G. and G. Yielding (1984). "The evolution of a thrust fault system: processes of rupture initiation, propagation and termination in the 1980 El Asnam (Algeria) Earthquake." Geophys. J. R. Astr. Soc. **77**: 915-933.
- King, G. C., R. Stein, S. and J. Lin (1994). "Static stress changes and the triggering of earthquakes." Bulletin of the Seismological Society of America **84**(3): 935-953.
- Kirby, S. and A. K. Kronenberg (1987). "Rheology of the lithosphere: selected topics." Reviews of Geophysics **25**(6): 1219-1244.
- Kirby, S. H. (1983). "Rheology of lithosphere." Reviews of Geophysics and Space Physics **21**(6): 1458-1487.
- Kirby, S. H. (1985). "Rock mechanics observations pertinent to the rheology of the continental lithosphere and the localization of strain along shear zone." Tectonophysics. **119**: 1-27.
- Kohlstedt, D. L., B. Evans and S. J. Mackwell (1995). "Strength of the lithosphere." J. Geophys. Res. **100**: 17587-17602.
- Kostrov, V. V. (1974). "Seismic moment and energy of earthquakes and seismic flows of rocks." Izv. Acad. Sci. USSR Phys. Solid Earth Engl. Transl. **10**: 23-40.
- Kouamé, K. F. (1999). Hydrogéologie des régions de montagne : apports des données de télédétection et des méthodes statistique et fractale à l'élaboration d'un Système d'Information Hydrogéologique à Référence Spatiale des aquifères discontinus du secteur Man-Danané (Ouest de la Côte d'Ivoire). Cocody, université de Cocody: 200.
- Krantz, R. W. (1988). "Multiple fault sets and three dimensional strain: theory and aplication." J. Struct. Geol **10**: 225-237.
- Krantz, R. W. (1991). "A chronology of Pliocene sea-level fluctuations." The U.S. Middle Atlantic Coastal Plain record: Quaternary Science Reviews **10**: 163-174.
- Kronenberg, A. K. and J. Tullis (1984). "Flow strengths of quartz aggregates: grain size and pressure effects due to hydrolytic weakening." J. Geophys. Res. **89**: 4281-4297.
- Kuznir, N. J. and R. G. Park (1986). Continental lithosphere strength: the critical role of lower crustal deformation. The nature of lower continental crust. J. B. Dawson, D. A. Carswell, J. Hall and K. H. Wedepohl, Geological Society Special Publication: 79-93.
- Kuznir, N. J. and R. G. Park (1986). Continental lithosphere strength: the critical role of lower crustal deformation. The nature of the lower continental crust. J. B. Dawson, D. A. Carswell, J. Hall and K. H. Wedepohl, Geological society Special Publication: 79-93.
- La Pointe, P. R. (2002). "Derivation of parent fracture population statistics from trace length measurements of fractal fracture populations." International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences **39**(3): 381-388.
- Labuz, J. F., S. T. Dai and E. Papamichos (1996). "Plane-strain compression of rock-like materials." Int. J. Rock Mech. Min. Sci. Geomech. Abstr. **33**(6): 573-584.
- Lachenbruch, A. H. and J. H. Sass (1980). "Heat flow and energetics of San Andreas fault zone." J. Geophys. Res. **85**: 6185-6222.
- Lachenbruch, A. H. and J. H. Sass (1988). "The stree heat flow paradox and thermal results from Cajon Pass." Geophys. Res. Lett. **15**: 981-984.
- Lahaie, F. (2000). Pertinence du formalisme des transitions de phase pour aborder la mécanique des objets géologiques. Géophysique - Géomécanique. Grenoble, Observatoire de Grenoble-Laboratoire de Géophysique Interne et Tectonophysique: 255.
- Lamb, S. H. (1994). "Behavior of the brittle crust in wide plate boundary zones." Journal of Geophysical Research **99**: 4457-4483.
- Lapointe, P. R. (1988). "A method to characterize fracture density and connectivity through fractal geometry." Int. J. Rock Mech. Mineral. Sci. Geomech. **25**: 421-429.
- Le Pichon, X. and N. Chamot-Rooke (1991). Extension of continental crust. Controversies in modern geology, Academic Press.
- Lemaitre, J. and J. L. Chaboche (1985). Mécanique des matériaux solides. Paris, Dunod.
- Li, Y. P., L. G. Tham, Y. H. Wang and Y. Tsui (2003). "A modified Kachanov method for analysis of solids with multiple cracks." Engineering Fracture Mechanics **70**: 1115-1129.

- Liu, Z. and P. Bird (2001). 3-D neotectonic modeling of central South Island, New Zealand (abstract). EOS trans. AGU, Fall Meet. Suppl.
- Lockner, D. A. (1993). "The role of acoustic emissions in the study of rock fracture." Int. J. Rock Mech. Mineral. Sci. & Geomech. Abstr. **30**: 883-899.
- Lockner, D. A. (1995). Rock failure. Rock physics and phase relation. T. J. Ahrens, AGU: 127-147.
- Lockner, D. A. and J. D. Byerlee (1995). "An earthquake instability model based on faults containing high fluid-pressure compartment." Pageoph. **145**: 717-745.
- Lockner, D. A., J. D. Byerlee, V. Kuksenko, A. Ponomarev and A. Sidorin (1992). Observation of quasi-static fault growth from acoustic emissions. Fault mechanics and transport properties of rocks. B. Evans and I. Wong, Academic Press: 3-31.
- Lockner, D. A. and T. R. Madden (1991). "A multiple-crack model of brittle fracture, 1, Non-time-dependant simulations." Journal of Geophysical Research **96**: 19623-19643.
- Mackwell, S. J., M. E. Zimmerman and D. L. Kohlstedt (1998). "High-temperature deformation of dry diabase with application to tectonics on Venus." Journal of Geophysical Research **103**: 975-984.
- Maerten, L., P. Gillespie and D. D. Pollard (2002). "Effects of local stress perturbation on secondary fault development." Journal of Structural Geology **24**(1): 145-153.
- Maes, C., A. Moffaert, H. Frederix and H. Strauven (1998). "Criticality in creep experiments on cellular glass." Physical Review B **57**: 4987-4990.
- Maggi, A., J. A. Jackson, D. McKenzie and K. Priestley (2000). "Earthquake focal depths, effective elastic thickness, and the strength of the continental lithosphere." Geology **28**: 495-498.
- Maggi, A., J. A. Jackson, K. Priestley and C. Baker (2000). "A re-assessment of focal depth distributions in southern Iran, the Tien Shan and northern India: do earthquakes really occur in the continental mantle?" Geophys. J. Int. **143**: 629-661.
- Main, I. G. (1996). "Statistical physics, seismogenesis, and seismic hazard." Reviews of Geophysics **34**: 433-462.
- Main, I. G. and P. W. Burton (1984). "Information theory and the earthquake frequency magnitude distribution." Bull. Seismol. Soc. Am. **74**: 1409-1426.
- Main, I. G., P. G. Meredith, P. R. Sammonds and C. Jones (1990). Influence of fractal flaw distributions on rock deformation in the brittle field. Deformation mechanisms, rheology and tectonics. R. J. Knippe and E. H. Rutter, Geological Society Special Publication: 81-96.
- Mandelbrot, B. (1982). The fractal geometry of nature. New York.
- Mandl, G., L. N. J. De Jong and A. Maltha (1977). "Shear zones in granular material." Rock. Mech. **9**: 95-144.
- Mansfield, C. S. and J. A. Cartwright (1996). "High resolution fault displacement mapping from three-dimensional seismic data: Evidence for dip linkage during fault growth." J. Struct. Geol. **18**: 249-263.
- Marchal, D., M. Guiraud, T. Rives and J. Van Den Driessche (1998). Space and time processes of normal faults. Faulting, fault sealing and fluid flow in hydrocarbon reservoirs. G. Jones, Q. J. Fischer and R. J. Knipe, Geol. Soc. London Spec. Publ. **147**: 51-70.
- Marchal, D., M. Guiraud and T. Rives (2003). "Geometric and morphologic evolution of normal fault planes and traces from 2D to 4D data." Journal of Structural Geology **25**(1): 135-158.
- Marone, C. (1995). "Fault zone strength and failure criteria." Geophys. Res. Lett. **22**: 723-726.
- Marret, R. (1996). "Aggregate properties of fracture populations." J. Struct. Geol. **18**: 169-178.
- Marret, R. and R. W. Allmendinger (1990). "Kinematic analysis of fault slip data." J. Struct. Geol. **12**(8): 973-986.
- Marret, R. and R. W. Allmendinger (1991). "Estimates of strain due to brittle faulting: sampling of fault population." J. Struct. Geol. **13**: 735-738.
- Marrett, R. and R. W. Allmendinger (1992). "Amount of extension on "small" faults: an example from the Viking grabben." Geology **20**: 47-50.
- Martel, S. J. (1990). "Formation of compound strike-slip fault zones, Mount Abbot quadrangle, California." J. Struct. Geol. **12**: 869-882.
- Martel, S. J., D. D. Pollard and P. Segall (1988). "Development of simple strike-slip fault zones, Mount Abbot quadrangle, Sierra Nevada, California." Geol. Soc. Am. Bull. **100**: 1451-1465.

- Martinod, J. (1991). Instabilités périodiques de la lithosphère. Geosciences. Rennes, Université de Rennes 1: 283 pp.
- Martinod, J. and P. Davy (1992). "Periodic instabilities during compression or extension of the lithosphere - 1. Deformation modes from an analytical perturbation model." Journal of Geophysical Research **97**(B2): 1999-2014.
- Martinod, J., D. Hartzfeld, J.-P. Brun, P. Davy and P. Gautier (2000). "Continental collision, gravity spreading, and kinematics of Aegea and Anatolia." Tectonics **19**: 290-299.
- Matsumoto, N., K. Yomogida and S. Honda (1992). "Fractal analysis of fault systems in Japan and the Philippines." Geophys. Res. Lett. **19**: 357-360.
- McClay, K. R. (1976). "The rheology of plasticine." Tectonophysics **33**: T7-T15.
- McClay, K. R. (1990). "Extensional fault systems in sedimentary basins: a review of analogue model studies." Marine and petroleum Geology **7**: 206-232.
- McClusky, S. C., S. Balassanian, A. Barka, C. Demir, S. Ergintav, I. Georgiev, O. Gurkan, M. Hamburger, K. Hurst, H. Kahle, K. Kastens, G. Kekelidze, R. W. King, V. Kotzev, O. Lenk, S. Mahmoud, A. Mishin, M. Nadariya, A. Ouzounis, D. Paradissis, Y. Peter, M. Prilepin, R. E. Reilinger, I. Sanli, H. Seeger, A. Tealeb, M. N. Toksöz and G. Veis (2000). "Global positioning system constraints on plate kinematics and dynamics in the eastern Mediterranean and Caucasus." Journal of Geophysical Research **105**(B3): 5695-5719.
- McClusky, S. C., S. C. Bjornstad, B. H. Hager, R. W. King, B. J. Meade, M. M. Miller, F. C. Monastero and B. J. Souter (2001). "Present-day kinematics of the Eastern California Shear zone from a geodetically constrained block model." Geophys. Res. Lett. **28**: 3339-3372.
- McGarr, A. (1980). "Some constraints on levels of shear stress in the crust from observation and theory." J. Geophys. Res. **85**: 6231-6238.
- McKenzie, D. (1972). "Active tectonics of the mediterranean region." Geophys. J. R. Astr. Soc. **30**: 109-185.
- McKenzie, D. and D. Fairhead (1997). "Estimates of the effective elastic thickness of the continental lithosphere from Bouguer and free air gravity anomalies." Journal of Geophysical Research **102**: 27523-27552.
- McKenzie, D. and J. Jackson (1983). "The relationship between strain rates, crustal thickening, paleomagnetism, finite strain and fault movements within a deforming zone." Earth and Planetary Science Letters **65**: 182-202.
- McKenzie, D. and J. Jackson (1986). "A block model of distributed deformation by faulting." J. Geol. Soc. Lond. **143**: 249-253.
- Meade, B. J., B. H. Hager, S. C. McClusky, R. E. Reilinger, S. Ergintav, O. Lenk, A. Barka and H. Ozener (2002). "Estimates of seismic potential in the Marmara Sea region from block models of secular deformation constrained by global positioning system measurements." Bulletin of the Seismological Society of America **92**(1): 208-215.
- Meyer, V. (1997). Champ de failles et déformation globale ; approche expérimentale et numérique. Application au Nord Ouest de l'Argentine. Géosciences. Rennes, Université de Rennes 1.
- Meyer, V., A. Nicol, C. Childs, J. J. Walsh and J. Watterson (2002). "Progressive localisation of strain during the evolution of a normal fault population." Journal of Structural Geology **24**(8): 1215-1231.
- Mogi, K. (1962). "The influence of dimensions of specimens on the fracture strength of rocks-comparison between the strength of rock specimens and that of the earth's crust." Bull. Earthquake Res. Inst. **40**: 175-185.
- Mohr, O. (1900). "Welche Umstände bedingen die Elastizitätsgrenze und den Bruch eines Materials?" Z. Ver. Dtsch. Ing. **44**: 1524-1530 ; 1572-1577.
- Molnar, P. (1992). Brace-Goetze strength profiles, the partitioning of strike-slip and thrust faulting at zones of oblique convergence, and the stress-heat flow paradox of the San Andreas fault. Fault mechanics and transport properties of rocks. B. Evans and T. F. Wong. San Diego, California, Academic Press: 461-473.
- Moore, D. E., D. A. Lockner and J. D. Byerlee (1994). "Reduction of permeability in granite at elevated temperature." Science **265**: 1558-1561.

- Moore, D. E., R. Summers and J. D. Byerlee (1990). "Faults, fractures and other deformation features produced during loading of granite in triaxial equipment." U.S. Geol. Surv. Open File Rep.: 90-349.
- Morellato, C., F. Redini and C. Doglioni (2003). "On the number and spacing faults." Terra Nova **15**: 315-321.
- Morewood, N. C. and G. P. Roberts (1999). "Lateral propagation of the South Alkyonides normal fault segment, central Greece: its impact on models of fault growth and displacement-length relationships." J. Struct. Geol. **21**: 635-652.
- Morrow, C., B. Radney and J. D. Byerlee (1992). Frictional strength and the effective pressure law of montmorillonite and illite clays. Faults mechanics and transport properties of rocks. B. Evans and T. F. Wong. London, Academic Press: 69-88.
- Mourgues, R. and P. R. Cobbold (2003). "Some tectonic consequences of fluid overpressures and seepage forces as demonstrated by sandbox modelling." Tectonophysics **376**(1-2): 75-97.
- Nalbant, S. S., A. Hubert and G. C. P. King (1998). "Stress coupling between earthquakes in northwest Turkey and the north Aegean Sea." Journal of Geophysical Research **103**(B10): 24,469-24,486.
- Narr, W. and J. Suppe (1991). "Joint spacing in sedimentary rocks." J. Struct. Geol. **13**: 1037-1048.
- Nicol, A., J. J. Walsh, J. Watterson and J. R. Underhill (1997). "Displacement rates of normal faults." Nature **390**: 157-159.
- Nur, A. (1982). "The origin of tensile lineaments." J. Struct. Geol. **4**: 31-40.
- Nur, A. and H. Ron (2003). "Material and stress rotations: The key to reconciling crustal faulting complexity with rock mechanics." International Geology Review **45**(8): 671-690.
- Odling, N. E. (1992). "Network properties of a two dimensional natural fracture pattern." Pageoph. **138**: 95-114.
- Odling, N. E., P. Gillespie, B. Bourguine, C. Castaing, J.-P. Chilés, N. P. Christensen, E. Fillion, A. Genter, C. Olsen, L. Thrane, R. Trice, E. Aarseth, J. J. Walsh and J. Watterson (1999). "Variations in fracture system geometry and their implications for fluid flow in fractured hydrocarbon reservoirs." Petroleum Geoscience **5**: 373-384.
- Oertel, G. (1965). "The mechanism of faulting in clay experiments." Tectonophys. **2**: 343-393.
- Okubo, P. G. and K. Aki (1987). "Fractal geometry in the San Andreas fault system." J. Geophys. Res. **92**: 345-355.
- Olson, J. E. (1993). "Joint pattern development : effects of subcritical crack growth and mechanical crack interaction." Journal of Geophysical Research **98**(B7): 12,251 - 12,265.
- Olson, J. E. and D. D. Pollard (1991). "The initiation and growth of en échelon veins." Journal of Structural Geology **13**(5): 595-608.
- Opheim, J. A. and A. Gudmunsson (1989). "Formation and geometry of fractures, and related volcanism, of the Krafla fissure swarm, northeast Iceland." Bull. Geol. Soc. Am. **101**: 1608-1622.
- Ord, A. and B. E. Hobbs (1989). "The strength of the continental crust, detachment zones and the development of plastic instabilities." Tectonophysics **158**: 269-289.
- Ouillon, G., C. Castaing and D. Sornette (1996). "Hierarchical geometry of faulting." Journal of Geophysical Research **101**: 5477-5487.
- Ouillon, G. and D. Sornette (1996). "Unbiased multifractal analysis: application to fault patterns." Geophys. Res. Lett. **23**(23): 3409-3412.
- Paterson, M. S. (1987). "Problems in the extrapolation of laboratory rheological data." Tectonophys. **133**: 33-43.
- Peacock, D. C. P. (1991). "Displacement and segment linkage in strike-slip faults zones." J. Struct. Geol. **13**: 1025-1035.
- Peacock, D. C. P. and D. J. Sanderson (1991). "Displacement and segment linkage and relay ramps in normal fault zones." J. Struct. Geol. **13**: 721-733.
- Peacock, D. C. P. and D. J. Sanderson (1994). "Strain and scaling of faults in the chalk at Flamborough Head, U.K." J. Struct. Geol. **16**: 97-107.
- Peltzer, G. (1988). "Centrifuged experiments of continental scale tectonics in Asia." Bull. Geol. Inst. Univ. Uppsala **14**: 115-128.



- Peltzer, G., F. Crampe and P. Rosen (2001). "The Mw 7.1, Hector Mine, California earthquake : surface rupture, surface displacement field, and fault slip solution from ERS SAR data." C.R. Acad. Sci. Paris, Sciences de la Terre et des Planètes **333**: 545-555.
- Peltzer, G., P. Gillet and P. Tapponnier (1984). "Formation des failles dans un matériau modèle: la plasticine." Bull. Soc. Geol. France **XXVI**: 161-168.
- Peltzer, G. and F. Saucier (1996). "Present-day kinematics of Asia derived from geologic fault rates." Journal of Geophysical Research **101**(B12): 27943-27956.
- Peltzer, G. and P. Tapponnier (1988). "Formation and evolution of strike-slip faults, rifts, and basins during the India-Asia collision: an experimental approach." J. Geophys. Res. **93**: 15085-15117.
- Peng, S. and A. Johnson (1972). "Crack growth and faulting in cylindrical specimens of Chelmsford granite." International Journal of Rock Mechanics & Mining Sciences **9**(1): 37-86.
- Petri, A., G. Paparo, A. Vespignani, A. Alippi and M. Constantini (1994). "Experimental evidence for critical dynamics in microfracturing processes." Physical Review Letters **73**(25): 3423-3426.
- Pickering, G., J. M. Bull and D. J. Sanderson (1996). Scaling of fault displacements and implications for the estimation of sub-seismic strain. Modern development in structural geology: interpretation, validation and modelling. P. G. Buchanan and D. A. Niewland, Geol. Soc. Spec. Publ. **99**: 11-26.
- Pickering, G., D. C. P. Peacock, D. J. Sanderson and J. M. Bull (1997). "Modeling tip zones to predict the throw and length characteristics of faults." Am. Assoc. Petrol. Geol. Bull. **81**: 82-99.
- Piggot, A. R. (1997). "Fractal relations for the diameter and trace length of disc-shaped fractures." Journal of Geophysical Research **102**: 18121-18125.
- Poirier, J. P. (1980). "Shear localization and shear instability in materials in the ductile field." Journal of Structural Geology **2**(1-2): 135-142.
- Poirier, J. P. (1985). Creep of crystals. High-temperature deformation processes in metals, ceramics and minerals. Londn.
- Poliakov, A. N. B. and H. J. Herrmann (1994). "Self-organized criticality of plastic shear bands in rocks." Geophys. Res. Lett. **21**: 2143-2146.
- Pollard, D. D. and P. Segall (1987). Theoretical displacements and stresses near fractures in rocks: with applications to faults, joints, veins, dikes, and solution surfaces. Fracture mechanics of rock. B. K. Atkinson. London, Academic Press. **277-349**.
- Pollitz, F. F. (2003). "The relationship between the instantaneous velocity field and the rate of moment release in the lithosphere." Geophysical Journal International **153**(3): 595-608.
- Pollitz, F. F. (2003). "Transient rheology of the uppermost mantle beneath the Mojave Desert, California." Earth and Planetary Science Letters **215**(1-2): 89-104.
- Priest, S. D. and J. A. Hudson (1981). "Estimation of discontinuity spacing and trace length using scanline surveys." Int. J. Rock Mech. Mineral. Sci. & Geomech. Abstr. **18**: 183-197.
- Priour, D. (1985). Genèse des zones de cisaillement, application de la méthode des éléments finis à la simulation numérique de la déformation des roches. Géosciences. Rennes, Université de Rennes 1: 157pp.
- Provost, A. S., J. Chery and R. Hassani (2003). "3D mechanical modeling of the GPS velocity field along the North Anatolian fault." Earth and Planetary Science Letters **209**(3-4): 361-377.
- Pyrak-Nolte, L. J., C. D. Montemagno and D. D. Nolte (1997). "Volumetric imaging of aperture distributions in connected fracture networks." Geophys. Res. Lett. **24**: 2343-2346.
- Ramberg, H. (1967). Gravity, Deformation and the Earth's crust. London.
- Ramberg, H. (1981). Gravity, deformation and the Earth's crust in theory, experiments and geological applications. London, Academic Press.
- Ramsey, G. and M. I. Huber (1983). The techniques of modern structural geology. London, Academic Press.
- Ramsey, G. and R. J. Lisle (2000). The techniques of modern structural geology. London, Academic Press.
- Ranalli, G. (1986). "The Abitibi dyke swarm: a consequence of Superior-Grenville interaction?" Tectonophysics **121**: 357-363.
- Ranalli, G. (1995). Rheology of the Earth. London, Chapman & Hall.
- Ranalli, G. (1997). "Rheology and deep tectonics." Ann. Geofis. **40**(671-680).

- Ranalli, G. and D. C. Murphy (1987). "Rheological stratification of the lithosphere." Tectonophysics **132**: 281-295.
- Ratschbacher, L., O. Merle, P. Davy and P. Cobbold (1991). "Lateral extrusion in the eastern Alps, Part I : boundary conditions and experiments scaled for gravity." Tectonics **10**(2): 245-256.
- Reasenber, P. A. and R. W. Simpson (1992). "Response of regional seismicity to the static stress change produced by the Loma Prieta Earthquake." Science **255**: 1687-1690.
- Reches, Z. (1976). "Analysis of joints in two monoclines in Israel." Geol. Soc. Am. Bull. **8**: 1662.
- Reches, Z. (1986). Network of shear faults in the field and experiment. Fragmentation, Form and Flow in Fractured media. R. Engelman and Z. Jaeger, Ann. Isr. Phys. Soc. **8**: 42-51.
- Reches, Z. e. and D. A. Lockner (1994). "Nucleation and growth of faults in brittle rocks." Journal of Geophysical Research **99**(B9): 18,159-18,173.
- Renshaw, C. E. and D. D. Pollard (1994). "Numerical simulations of fracture set formation: a fracture mechanics model consistent with experimental observation." Journal of Geophysical Research **99**: 9359-9372.
- Renshaw, C. E. and E. M. Schulson (2001). "Universal behaviour in compressive failure of brittle materials." Nature **412**: 897-900.
- Renyi, A. (1970). Probability theory. Amsterdam, North-Holland.
- Reuschlé, T. (1992). "Fracture in heterogeneous medium: a network approach." Terra Nova **4**: 591-597.
- Rice, J. R. (1992). fault stress states, pore pressure distributions, and the weakness of the San Andreas Fault. Faults mechanics and transport properties of rocks. B. Evans and T. F. Wong. London, Academic Press.
- Rice, J. R. and J. C. Gu (1983). "Earthquake afetreffects and tiggered seismic phenomena." Pageoph. **121**: 187-219.
- Richard, P. and R. W. Krantz (1991). "Experiments on fault reactivation in strike-slip mode." Tectonophys. **188**: 117-131.
- Rosenberg, C. L., J.-P. Brun and D. Gapais (2004). "An indentation model of the Eastern Alps and the origin of the Tauern Window ." Geology: in press.
- Rouleau, A. and J. E. Gale (1985). "Statistical characterization of the fracture system in the Stripa granite, Sweden." Int. J. Rock Mech. Mineral. Sci. & Geomech. Abstr. **22**: 353-367.
- Roux, S. and A. Hansen (1990). Introduction to multifractality. Disorder and fracture. J. C. Charmet, S. Roux and E. Guyon, Plenum Press: 17-30.
- Rudnicki, J. W. and J. R. Rice (1975). "Conditions for the localization of deformation in pressure-sensitive dilatant materials." J. Mech. Phys. Solids **23**: 371-394.
- Rundle, J. B., W. Klein and S. Gross (1999). "Physical basis for statistical patterns in complex earthquake populations: Models, predictions and tests." Pure Appl. Geophys. **155**: 575.
- Rutter, E. H. and K. H. Brodie (1988). "The role of tectonic grain size distribution in the rheological stratification of the lithosphere." Geol. Rund. **77**: 295-308.
- Sanderson, D. J., S. Roberts and P. Gumiel (1994). "A fractal relationship between vein thickness and gold grade in drill core from La Codosera, Spain." Econ. Geol. **89**: 168-173.
- SARPP, Y. Leroy and F. Gueydan (2003). Structural Analysis and Rock Physics Program. Palaiseau.
- Savage, J., W. Prescott, M. Lisowski and N. King (1979). "Deformation across the salton Trough, California, 1973-77." Journal of Geophysical Research **84**: 3069-3079.
- Savage, J. C. and R. O. Burford (1973). "Geodetic determination of relative plate motion in central California." Journal of Geophysical Research **78**: 832-845.
- Schellart, W. P. (2000). "Shear test results for cohesion and friction coefficient for different granular materials: scaling implications for their usage in analogue modelling." Tectonophys. **324**: 1-16.
- Schmittbuhl, J. and S. Roux (1994). "The influence of internal stress on the fracture of heterogeneous media." Modelling Simul. Mater. Sci. Eng. **2**: 21-52.
- Scholz, C. H. (1988). "The brittle-plastic transition and depth of seismic faulting." Geol. Rund. **77**: 319-328.
- Scholz, C. H. (1997). "Earthquake and fault populations and the calculation of brittle strain." Geowissenschaften **15**: 124-130.

- Scholz, C. H. (1997). "Scaling properties of faults and their populations." International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences **34**(3/4): 348.
- Scholz, C. H. (2002). The mechanics of earthquakes and faulting. New York, Cambridge Univ. Press.
- Scholz, C. H. and P. A. Cowie (1990). "Determination of total strain from faulting using slip measurements." Nature **346**: 837-839.
- Schulson, E. M. (2004). "Compressive shear faults within arctic sea ice: Fracture on scales large and small - art. no. C07016." Journal of Geophysical Research Oceans **109**(C7): 51-73.
- Schulson, E. M., D. Iliescu and C. E. Renshaw (1999). "On the initiation of shear faults during brittle compressive failure : A new mechanism." Journal of Geophysical Research **104**(B1): 695-705.
- Scott, D. R. (1996). "Seismicity and stress rotation in granular model of the brittle crust." Nature **381**: 592-595.
- Seelig, T. and D. Gross (1999). "On the interaction and branching of fast running cracks- A numerical investigation." J. Mech. Phys. Solids **47**: 935-952.
- Segall, P. and D. D. Pollard (1980). "Mechanics of discontinuous faults." Journal of Geophysical Research **85**: 4337-4350.
- Segall, P. and D. D. Pollard (1983). "Joint formation in granitic rock of the Sierra Nevada." Geol. Soc. Am. Bull. **94**: 563-568.
- Segall, P. and D. D. Pollard (1983). "Nucleation and growth of strike-slip faults in granite." J. Geophys. Res. **88**: 555-568.
- Sethna, J. P., K. Dahmen, S. Kartha, J. A. Krumhansl, B. W. Roberts and J. D. Shore (1993). "Hysteresis and hierarchies: Dynamics of disorder-driven first-order phase transformations." Phys. Rev. Lett. **70**(3347-3350).
- Shah, K. R. and J. F. Labuz (1995). "Damage mechanisms in stressed rock from acoustic emission." Journal of Geophysical Research **100**: 15527-15539.
- Shelton, G. L. and J. Tullis (1981). "Experimental flow laws for crustal rocks." Trans. Am. Geophys. Union **62**: 396.
- Shelton, G. L., J. Tullis and T. Tullis (1981). "Experimental high temperature and high pressure faults." Geophys. Res. Lett. **8**(55-58).
- Shimada, M. (1993). "Lithosphere strength inferred from fracture strength of rocks at high confining pressures and temperatures." Tectonophysics **217**: 55-64.
- Shimada, M. and A. Cho (1990). "Two types of brittle fracture of silicate rocks under confining pressure and their implication in the earth's crust." Tectonophysics **175**: 221-235.
- Sibson, R. H. (1982). "Fault zone models, heat flow, and the depth distribution of earthquakes in the continental crust of the United States." Bull. Seismol. Soc. Am. **72**: 151-163.
- Sibson, R. H. (1984). "Roughness at the base of the seismogenic zone: contributing factors." Journal of Geophysical Research **89**: 5791-5799.
- Snow, D. T. (1970). "The frequency and apertures in rock." Int. J. Rock Mech. Mineral. Sci. **7**: 25-40.
- Sonder, L. J. and P. England (1986). "Vertical averages of rheology of the continental lithosphere : relation to thin sheet parameters." Earth and Planetary Science Letters **77**: 81-90.
- Sonder, L. J. and P. England (1989). "Effect of a temperature-dependant rheology on large-scale continental extension." J. Geophys. Res. **94**: 7603-7619.
- Sornette, A. (1990). Lois d'échelle dans les milieux fissurés - Application à la lithosphère. Orsay, Université de Paris Sud - centre d'Orsay: 250 p.
- Sornette, A., P. Davy and D. Sornette (1990). "Growth of fractal fault patterns." Phys. Rev. Lett. **65**: 2266-2269.
- Sornette, A., P. Davy and D. Sornette (1993). "Fault growth in brittle-ductile experiments and the mechanics of continental collisions." Journal of Geophysical Research **98**: 12,111 - 12,139.
- Sornette, A. and D. Sornette (1989). "Self-organized criticality and earthquakes." Europhys. Lett. **9**: 197-202.
- Sornette, D. (1994). "Power laws without parameter tuning : an alternative to Self-Organized Criticality." Physical Review Letters **72**(14): 2306.
- Sornette, D. and P. Davy (1991). "Fault growth model and the universal fault length distribution." Geophysical Research Letters **18**(6): 1079-1081.
- Sornette, D. and A. Sornette (1999). "General theory of the modified Gutenberg-Richter law for large seismic moments." Bull. Seismol. Soc. Am. **89**: 1121-1130.

- Spyropoulos, C., C. H. Scholz and B. E. Shaw (2002). "Transition regimes for growing crack populations - art. no. 056105." Physical Review E **65**(Part 2): 85-94.
- Stauffer, D. and A. Aharony (1992). Introduction to percolation theory. London, Taylor and Francis.
- Steen, O. and A. Andresen (1999). "Effects of lithology on geometry and scaling of small faults in Triassic sandstones, East Greenland." Journal of Structural Geology **21**: p. 1351-1368.
- Stein, R. S. (1999). "The role of stress transfer in earthquake occurrence." Nature **402**: 605-609.
- Streit, J. E. (1997). "Low frictional strength of upper crustal faults: a model." Journal of Geophysical Research **102**(B11): 24619.
- Suzanne, P. (1991). Extrusion latérale de l'Anatolie : géométrie et mécanisme de la fracturation. Géosciences. Rennes, Université de Rennes 1: 262.
- Talbot, C. J. (1999). "Ductile shear zones as counterflow boundaries in pseudoplastic fluids." Journal of Structural Geology **21**: 233-242.
- Tang, C. a. (1997). "Numerical simulation of progressive rock failure and associated seismicity." International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences **34**(2): 249-261.
- Tang, C. a. and S. Q. Kou (1998). "Crack propagation and coalescence in brittle materials under compression." Engineering Fracture Mechanics **61**: 311-324.
- Tang, C. a., P. Lin, R. H. C. Wong and K. T. Chau (2001). "Analysis of crack coalescence in rock-like materials containing three flaws -Part II : numerical approach." International Journal of Rock Mechanics and Mining Sciences **38**: 925-939.
- Tapponnier, P. and P. Molnar (1977). "Active faulting and tectonics in China." Journal of Geophysical Research **82**(20): 2905-2930.
- Tapponnier, P., G. Peltzer and R. Armijo (1986). On the mechanics of the collision between India and Asia. Collision tectonics. M. P. Coward and A. C. Ries, Geological society of London special publication: 115-157.
- Tapponnier, P., G. Peltzer, A. Y. Le Dain, R. Armijo and P. R. Cobbold (1982). "Propagating extrusion tectonics in Asia: new insights from experiments with plasticine." Geology **10**: 611-616.
- Tchalenko, J. S. (1970). "Similarities between shear zones of different magnitude." Geol. Soc. Am. Bull. **81**: 1625-1640.
- ten Grotenhuis, S. M., S. Piazolo, T. Pakula, C. W. Passchier and P. D. Bons (2002). "Are polymers suitable rock analogs?" Tectonophysics **350**: 35-47.
- Thoué, F. (1993). Quantification par imagerie tridimensionnelle de l'extension continentale et des déplacements associés. Exemples au Kenya et au Yémen. Grenoble, Université de Grenoble.
- Toussaint, R. and S. R. Pride (2002). "Fracture localization of disordered solids in compression as a critical phenomenon: III. Analysis of the localization transition." Phys. Rev. E. **6**(3): 036137.
- Toussaint, R. and S. R. Pride (2002). "Fracture localization of disordered solids in compression as a critical phenomenon : I. Statistical physics formalism." Phys. Rev. E. **66**(3): 036135.
- Toussaint, R. and S. R. Pride (2002). "Fracture localization of disordered solids in compression as a critical phenomenon: II. model hamiltonian for a population of interacting cracks." Phys. Rev. E. **6**(3): 036136.
- Trugdill, B. D. and J. A. Cartwright (1994). "Relay ramp forms and normal fault linkage, Canyonlands National Park, Utah." Geol. Soc. Am. Bull. **106**: 1143-1157.
- Tsenn, M. C. and N. L. Carter (1987). "Upper limits of power law creep of rocks." Tectonophysics **136**: 1-26.
- Tullis, J. and R. A. Yund (1977). "Experimental deformation of dry westerly granite." J. Geophys. Res. **82**: 5705-5718.
- Tullis, J. and R. A. Yund (1992). The brittle-ductile transition in feldspar aggregates: an experimental study. Fault mechanics and transport properties of rocks: a festchrift for W.F. Brace. B. Evans and T. F. Wong. London, Academic Press: 89-118.
- Tullis, T. E., F. G. Horowitz and J. Tullis (1991). The brittle-ductile transition in feldspar aggregates: an experimental study. Fault mechanics and transport properties of rocks: a Festschrift for W.F. Brace. B. Evans and T. F. Wong, Academic press: 89-118.
- Turcotte, D. L. (1986). "A fractal model for crustal deformation." Tectonophysics **132**(1-3): 261-269.
- Turcotte, D. L. (1992). Fractals and chaos in geology and geophysics, Cambridge university press.
- Turcotte, D. L. and G. Schubert (2002). Geodynamics. Cambridge, Cambridge university press.

- Vanneste, C. and D. Sornette (1992). "The dynamical thermal fuse model." *J. Phys. I* **2**: 1621-1644.
- Vardoulakis, I. (1980). "Shear band inclination and shear modulus of sand in biaxial test." *Int. J. Numer. Anal. Methods Geomech.* **4**: 103-119.
- Vauchez, A., A. Tommasi and G. Barruol (1998). "Rheological heterogeneity, mechanical anisotropy and deformation of the continental lithosphere." *Tectonophysics* **296**(1-2): 61-86.
- Velde, B., J. Dubois, D. E. Moore and G. Touchard (1991). "Fractal patterns of fractures in granites." *Earth and Planetary Science Letters* **104**: 25-35.
- Velde, B., D. E. Moore, A. Badri and B. Ledesert (1993). "Fractal and length analysis of fractures during brittle to ductile changes." *J. Geophys. Res.* **98**: 11935-11940.
- Vendeville, B., P. R. Cobbold, P. Davy, J.-P. Brun and P. Choukroune (1987). Physical models of extensional tectonics at various scales. *Continental extension Tectonics*. M. P. Coward, J. F. Dewey and P. L. Hancock, Geol. Soc. London Spec. Publ. **28**: 95-107.
- Vere-Jones, D. (1977). "Statistical theories of crack propagation." *Math. Geol.* **9**: 455-481.
- Vicsek, T. (1992). *Fractal growth phenomena*, World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd.
- Vignes-Adler, M., A. Le Page and P. M. Adler (1991). "Fractal patterns of fractures in granites." *Earth and Planetary Science Letters* **104**: 25-35.
- Villemin, T. and C. SunWoo (1987). "Distribution logarithmique des rejets et longueurs de failles: exemple du bassin houiller lorrain." *C. R. Acad. Sciences Paris* **305**: 1309-1312.
- Vilotte, J. P., M. Daignières and R. Madariaga (1982). "Numerical modeling of intraplate deformation: simple mechanical models of continental collision." *J. Geophys. Res.* **87**: 10709-10728.
- Vilotte, J. P., M. Daignières, R. Madariaga and O. C. Zienkiewicz (1984). "The role of a heterogeneous inclusion during continental collision." *Physics of the earth and planetary interiors* **36**: 236-259.
- Vilotte, J. P., R. Madariaga, M. Daignières and O. C. Zienkiewicz (1986). "Numerical study of continental collision: influence of buoyancy forces and a stiff inclusion." *Geophys. J. R. Astr. Soc.* **79**: 613-633.
- Von Karman, T. (1911). "Festigkeitsversuche unter allseitigem Druck." *Z. Ver. Dtsch. Ing.* **55**: 1749-1757.
- Walsh, J. J., C. Childs, V. Meyer, T. Manzocchi, J. Imber, A. Nicol, G. Tuckwell, W. R. Bailey, C. G. Bonson, J. Watterson, P. A. R. Nell and J. A. Strand (2001). Geometrical controls on the evolution of normal fault systems. *The nature of the tectonic significance of fault zone weakening*. R. E. Holdsworth, R. A. Strachan, J. F. Magloughlin and R. J. Knipe, Geological Society of London Special Publication. **186**: 157-170.
- Walsh, J. J. and J. Watterson (1987). "Distribution of cumulative displacement and of seismic slip on a single normal fault surface." *J. Struct. Geol.* **9**: 1039-1046.
- Walsh, J. J. and J. Watterson (1988). "Analysis of the relationship between displacement and dimension of faults." *J. Struct. Geol.* **10**: 239-247.
- Walsh, J. J. and J. Watterson (1991). Geometric and kinematic coherence and scale effects in normal fault system. *Geometry of normal faults*. A. M. Roberts, G. Yielding and B. Freeman. London, Geological Society Special Publication. **56**: 193-203.
- Walsh, J. J. and J. Watterson (1992). "Population of fault displacements and their effects on estimates of fault-related regional extension." *J. Struct. Geol.* **14**: 701-712.
- Walsh, J. J. and J. Watterson (1993). "Fractal analysis of fracture pattern using the standard box-counting technique: valid and invalid methodologies." *J. Struct. Geol.* **15**: 1509-1512.
- Wang, C.-Y. (1984). "On the constitution of the San Andreas fault zone in central California." *J. Geophys. Res.* **89**: 5858-5866.
- Wang, C.-Y. (1994). "The effect of grain size distribution on the rheological behavior of polycrystalline materials." *J. Struct. Geol.* **16**: 931-970.
- Wang, C.-Y., B. E. Hobbs, A. Ord, T. Shimamoto and M. Toriumi (1994). "Newtonian dislocation creep in quartzites: implication for the rheology of the lower crust." *Science* **265**: 1204-1206.
- Watterson, J. (1986). "Fault dimensions, displacements and growth." *Pure Appl. Geophys.* **124**: 365-373.
- Watterson, J., J. J. Walsh, P. Gillespie and S. Easton (1996). "Scaling systematics of fault sizes on a large scale range fault map." *J. Struct. Geol.* **18**: 199-214.

- Weertman, J. (1978). "Creep laws for the mantle of the earth." Philos. Trans. R. Soc. London **288**: 9-26.
- Weibull, W. (1951). "A statistical distribution fondtion of wide applicability." Journal of applied mechanics **73**: 293-297.
- Weijermars, R. (1986). "Flow behaviour and physical chemistry of bouncing putties and related polymersin view of tectonic laboratory applications." Tectonophysics **124**: 325-358.
- Weijermars, R. and H. Schmeling (1986). "Scaling of newtonian and non newtonian fluid dynamics without inertia for quantitative modelling of rock flow due to gravity (including the concept of rheological similarity)." Physics of the Earth and Planetary Interiors **43**: 316-330.
- White, S. H. and P. G. Bretan (1985). "Rheological controls on the geometry of deep faults and tectonic delamination of the continental crust." Tectonics **4**: 303-309.
- Wiens, D. A. and S. Stein (1983). "Age dependence of intraplate seismicity and implications for lithospheric evolution." Journal of Geophysical Research **88**: 6455-6468.
- Wijns, C., K. Gessner, R. Weinberg and L. Moresi (2004). "Strain partitioning during crustal extension." Bollettino di Geofisica teorica ed applicata **45**(1-supplement): 283-287.
- Wilkins, S. J. and M. R. Gross (2002). "Normal fault growth in layered rocks at Split Mountain, Utah: influence of mechanical stratigraphy on dip linkage, fault restriction and fault scaling." Journal of Structural Geology **24**(9): 1413-1429.
- Wilks, K. R. and N. L. Carter (1990). "Rheology of some continental lower crustal rocks." Tectonophysics **182**: 57-77.
- Willemse, E. J. M. (1997). "Segmented normal faults: correspondance between three-dimensional mechanical models and field data." Journal of Geophysical Research **102**: 675-692.
- Willemse, E. J. M., D. D. Pollard and A. Aydin (1996). "Three-dimensional analyses of slip distributions on normal fault arrays with consequences for fault scaling." Journal of Structural Geology **18**(2/3): 295-309.
- Wilson, C. K., C. Jones, P. Molnar, A. F. Sheehan, O. Boyd, M. Savage and T. Stern (2003). Evidence for distributed lower crustal deformation within a continental strike-slip fault zone: Marlborough Fault System, South Island, New Zealand. EOS Trans. AGU, Fall Mtg. Suppl.
- Wintsch, R. P., R. Christoffersen and A. K. Kronenberg (1995). "Fluid-rock reaction weakening of fault zones." Journal of Geophysical Research **100**(B7): 13,021-13,032.
- Wojtal, S. F. (1994). "Fault scaling laws and the temporal evolution of fault systems." J. Struct. Geol **16**: 603-612.
- Wojtal, S. F. (1996). "Changes in fault displacement populations correlated to linkage between faults." J. Struct. Geol **18**: 265-280.
- Wong, R. H. C., C. A. Tang, K. T. Chau and P. Lin (2002). "Splitting failure in brittle rocks containing pre-existing flaws under uniaxial compression." Engineering Fracture Mechanics **69**(17): 1853-1871.
- Wu, H. and D. D. Pollard (1995). "An experimental study of the relationship between joint spacing and layer thickness." Journal of Structural Geology **17**(6): 887-905.
- Zapperi, S., P. Ray and H. E. Stanley (1999). "Analysis of damage clusters in fracture processes." Physica A **270**: 57-62.
- Zapperi, S., P. Ray, H. E. Stanley and A. Vespignani (1997). "First-order transition in the breakdown of disordered media." Phys. Rev. Lett. **78**: 1408-1411.
- Zapperi, S., P. Ray, H. E. Stanley and A. Vespignani (1999). "Avalanches in breakdown and fracture processes." Phys. Rev. E. **59**: 5049-5057.
- Zapperi, S., A. Vespignani and H. E. Stanley (1997). "Plasticity and avalanche behaviour in microfracturing phenomena." Nature **388**: 658-660.
- Zoback, M. D., M. L. Zoback, V. Mount, J. Eaton, J. Healy, D. Oppenheimer, P. Reasonberg, L. Jones, B. Raleigh, I. Wong, O. Scotti and C. Wentworth (1987). "New evidence of the state of stress of the San Andreas fault system." Science **238**: 1105-1111.
- Zulauf, J. and G. Zulauf (2004). "Rheology of plasticine used as rock analogue: the impact of temperature, composition and strain." Journal of Structural Geology **26**: 725-737.



# **ANNEXES**

ANNEXE 1 : Construction des modèles – Fiches expérimentales

ANNEXE 2 : Calculs des déformations





## ANNEXE 1 : FICHES EXPERIMENTALES

Date : 19 Avril 2002

Expérimentateur : **Sylvie Schueller**  
Encadrant : Philippe Davy

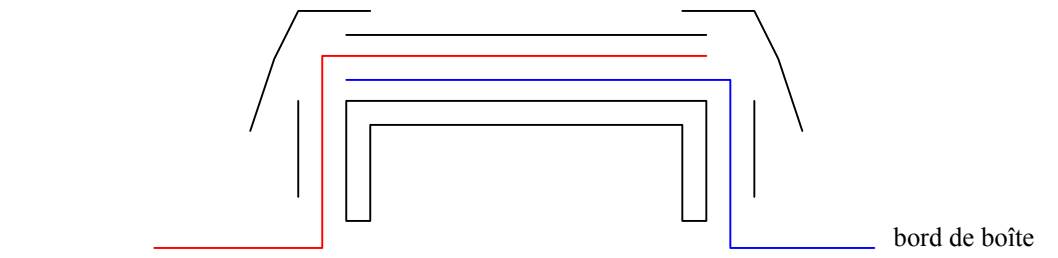
N° de modèle : **Modèle n°1 – M1**

Objectif de l'expérience : Créer des réseaux de failles – Individualiser des blocs à comportements mécaniques différents

Du point de vue de la manip. : voir l'effet d'un poinçonnement par rapport aux expériences d'Eric Bonnet (1997) ainsi que l'effet de bords « fixes » de chaque côté du piston/poinçon.

Appareillage : - un bac de 1m×1m rempli de 6 à 7 cm de miel.

- moteur n°1 : grand vérin
- piston de 35 cm de long : Le piston comporte une glissière dans laquelle peuvent coulisser deux rhodoïdes attachés aux bords de boîte (cf. schéma ci-dessous). Ceci doit éviter aux extrémités du modèle de part et d'autre du piston de pivoter et de rentrer derrière le piston. Malheureusement, les rhodoïdes n'ont pas coulé le long du piston mais le long du bord de la boîte entre les serre-joints.

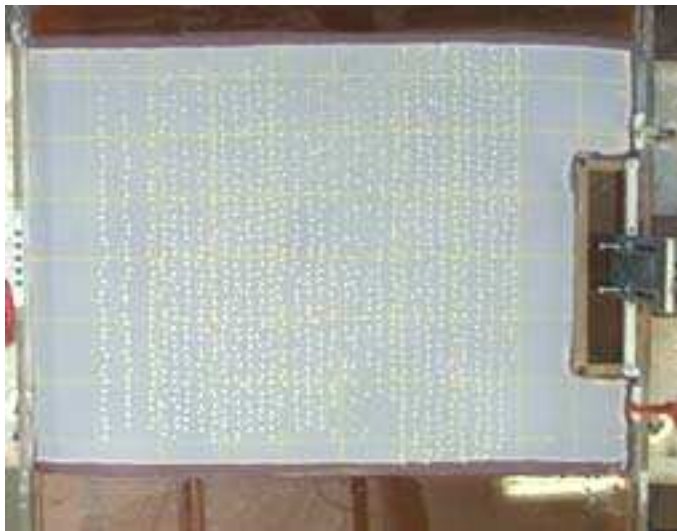
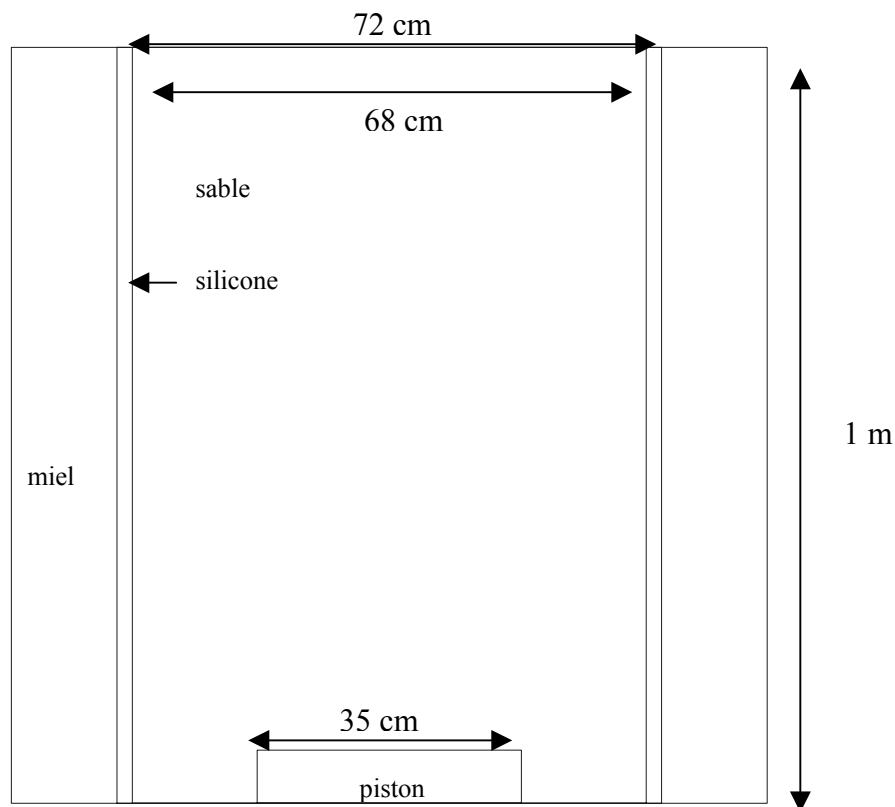


- deux cales de 1m pour pouvoir monter le modèle (silicone et sable)
- un grand pied photo : appareil à plus de 1m50 du modèle.

Description du modèle :

Superposition de : - 6 cm de miel : densité = 1,42

- 9 mm de silicone : densité = 1,34, viscosité  $\approx 80\,000$  Pa.s
- 5 mm (=12 allers-retours de la trémie) de sable blanc tamisé à 400  $\mu\text{m}$ , densité = 1,5
- une fine pellicule de sable bleu tamisé à 297  $\mu\text{m}$
- des marqueurs lignes jaunes (sable) espacées de 10 cm
- étoiles de 5mm de diamètre environ disposées tous les 1,5 cm environ à l'aide d'un « aspirateur à étoiles » !!



Malgré un repos de trois jours, la plaque de silicone laissait encore apparaître les limites des plaques ayant servies à la construire. Repos de la silicone sur le miel : 3 jours. « Repos » du sable sur la silicone : 1 nuit.

#### Paramètre déformation, température :

Vitesse d'avancée du piston = 2 cm/h pendant 13h à température ambiante : 18 à 21°C

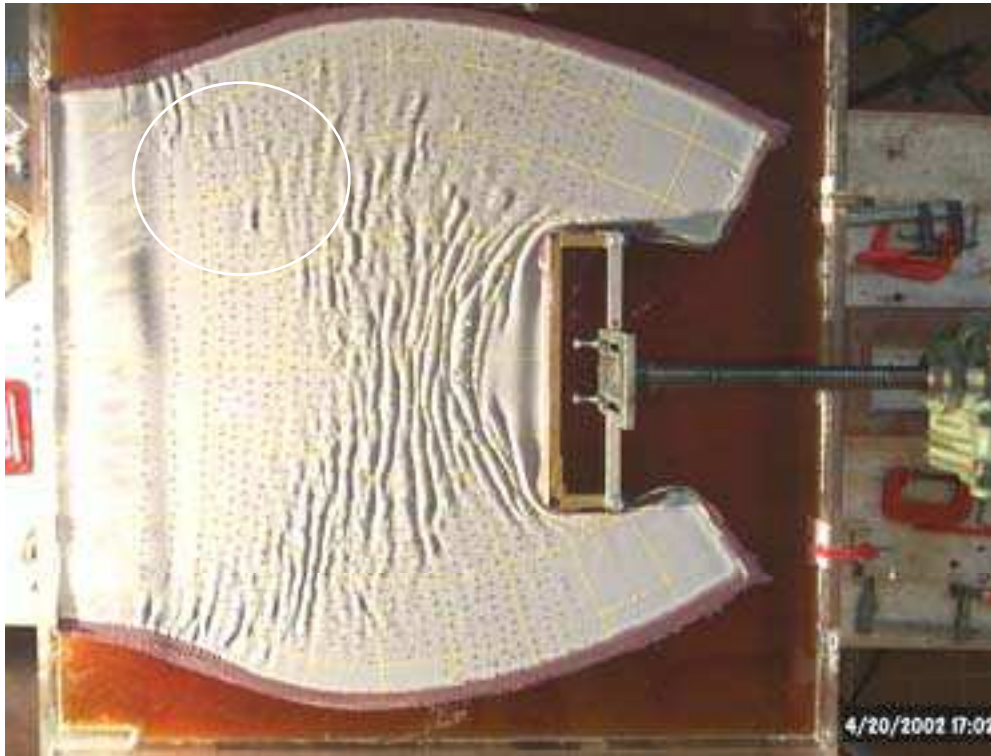
#### Photos :

Appareil photo numérique Kodak

Une photo /10min pendant la première heure puis une photo toutes les 5 min. pendant 12 heures.

Modèle détruit

Résultat, détails des déformations :



Etape finale : 26% de raccourcissement

Observation de deux bandes de localisation. Malheureusement, les beaux réseaux de failles attendus ne sont pas au rendez-vous ! On peut toutefois en observer un, masqué en partie par les plis, dans la zone entourée (cf. photo ci-dessus).

Objectif: recommencer l'expérience en changeant la viscosité de la silicone pour favoriser le découplage sable-silicone et obtenir cette fois des réseaux de failles.

N° de modèle : **Modèle n°2 – M2**

Objectif de l'expérience : Créer des réseaux de failles – Individualiser des blocs à comportements mécaniques différents

Reprise des conditions générales de la manip 1 avec une silicone 7 à 8 fois moins visqueuse.

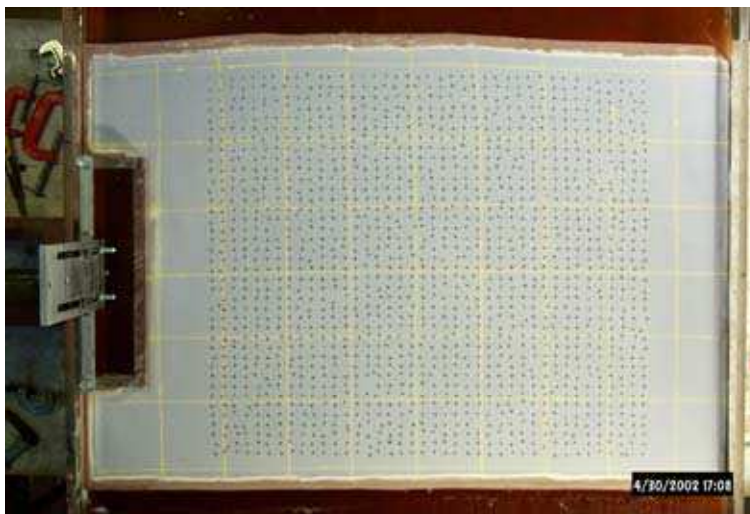
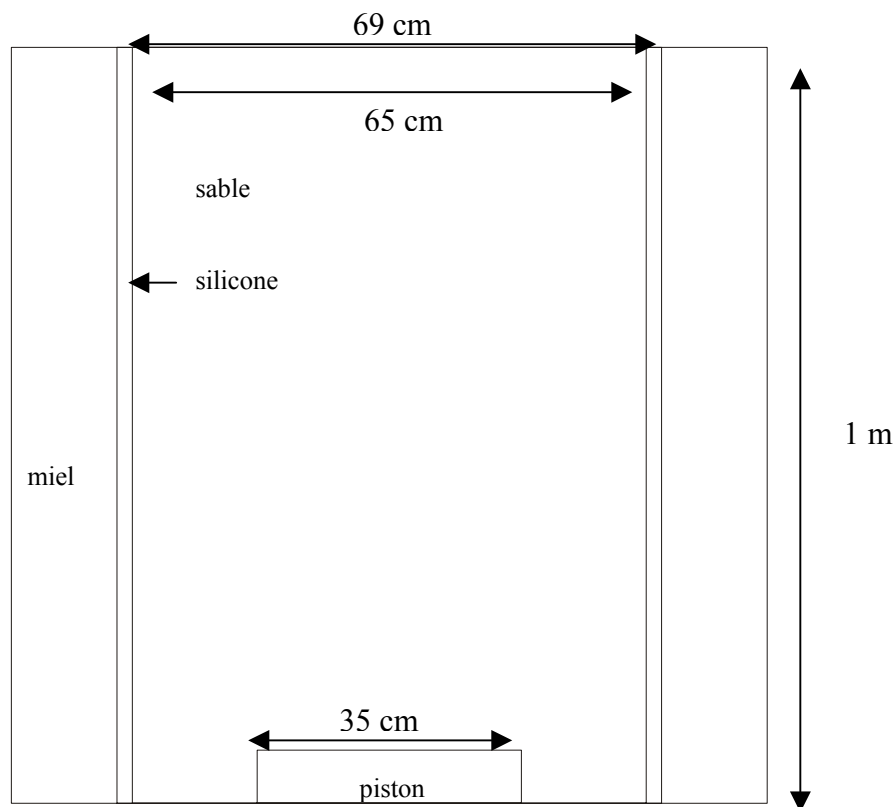
Appareillage : - un bac de 1m×1m rempli de 6 à 7 cm de miel.

- moteur n°2 : grand vérin
- piston de 35 cm de long et d'une dizaine de cm de large. Cette fois-ci, aucun rhodoïde n'est placé le long des bords du piston. Compte-tenu de la vitesse d'avancée du piston, la rotation de la plaque de silicone +sable n'est pas très importante.
- deux cales de 1m pour pouvoir monter le modèle (silicone et sable)
- un grand pied photo : appareil à plus de 1m50 du modèle.

Description du modèle :

Superposition de : - 6 cm de miel : densité = 1,42

- 9 mm de silicone : densité = 1,355, viscosité  $\approx 15\,000$  Pa.s
- 5 mm (=18 allers-retours saupoudreuse) de sable blanc tamisé à 400  $\mu\text{m}$ , densité = 1,5
- une fine pellicule de sable bleu tamisé à 297  $\mu\text{m}$
- des marqueurs lignes jaunes (sable) espacées de 10 cm
- étoiles de 5mm de diamètre environ disposées tous les 1,5 cm environ à l'aide d'un « aspirateur à étoiles » !!



Repos de la silicone sur le miel = 1 jour

Mise en place du sable et des étoiles = 5 heures. La manip est lancée juste après.

Paramètre déformation, température :

vitesse d'avancée du piston = 2,5 cm/h pendant 14h à température ambiante : 20 à 21°C

Il existe un gradient de température (1 à 2 °C/m) à cause de la présence des projecteurs d'un côté de la manip uniquement.

Photos :

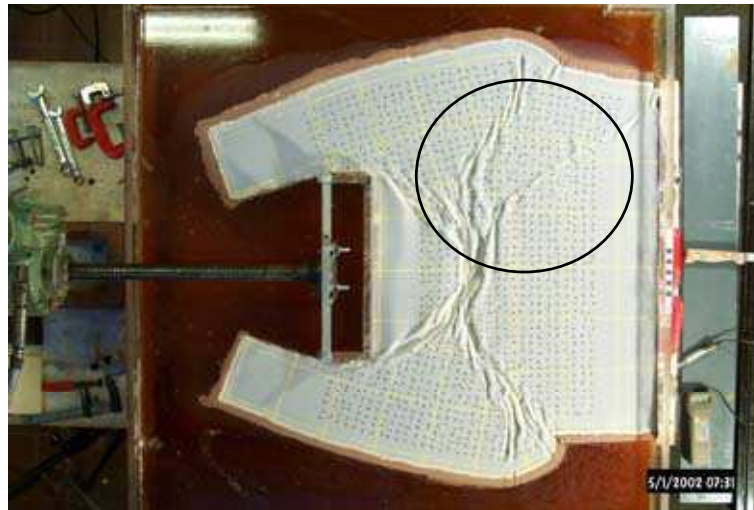
Appareil photo numérique Kodak

Une photo /5 pendant 14 heures.

Modèle détruit

Remarque : difficulté pour enlever la plaque de silicone : Du fait de sa très faible viscosité, il est très difficile de sortir des morceaux de silicone, de les laver à l'eau chaude puis de les sécher (avant de pouvoir retirer le sable) sans avoir un étirement drastique de ceux-ci. La tentative de passer un rhodoïde sous la plaque de silicone encore posée sur le miel s'est avérée être un échec (difficulté pour le miel de s'écouler ; il aurait peut-être fallu trouser le rhodoïde avant ! De plus, la silicone collante a fait des bourrelés au dessus du rhodoïde). Une solution serait peut-être de placer une « plaque-passoire » au fond du bac de miel puis de la remonter à la fin de la manip. Deux problèmes en perspective : si la silicone est vraiment trop peu visqueuse, elle risque de s'écouler par les trous.

Résultat, détails des déformations :



Raccourcissement : 35%

Détail dans la silicone de la zone entourée :



Le réseau de failles n'est pas plus fourni qu'à la première expérience ! Cependant, dans la zone entourée, on voit la création d'un bloc décimétrique. Cette manip peut renseigner sur la formation de blocs de grandes tailles. Cependant, les relations d'échelle entre blocs ne peuvent être étudiées par manque de failles.

Objectifs : refaire la même expérience dans les mêmes conditions (même viscosité pour la silicone, même vitesse de déformation) mais en introduisant des hétérogénéités dans le sable (billes, coups de couteaux...) avant le début de la déformation. Ceci devrait permettre d'étudier l'influence d'hétérogénéités pré-existantes sur la formation de blocs et sur la configuration finale du système. P. Suzanne (1991) a montré que la présence d'hétérogénéités retardait la localisation de la déformation.

N° de modèle : **Modèle n°3 – M3**

Objectif de l'expérience : Voir l'influence de discontinuités pré-existantes sur la mise en place des failles pour des conditions identiques à celles de la manip. 2.

Appareillage : - un bac de 1m×1m rempli de 5 à 6 cm de miel.

- moteur n°1 : grand vérin
- piston de 35 cm de long et d'une dizaine de cm de large. Cette fois-ci, aucun rhodoïde n'est placé le long des bords du piston. Compte-tenu de la vitesse d'avancée du piston, la rotation de la plaque de silicone et du sable en arrière du piston n'est pas très importante.
- deux cales de 1m pour pouvoir monter le modèle (silicone et sable)
- un grand pied photo : appareil à plus de 1m50 du modèle.

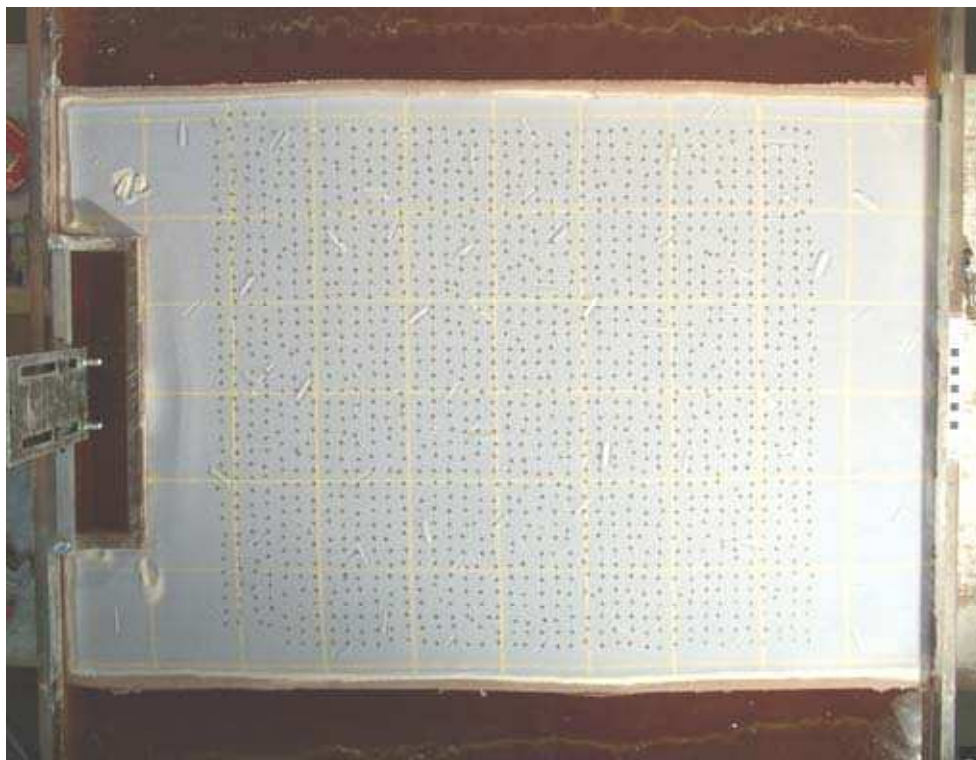
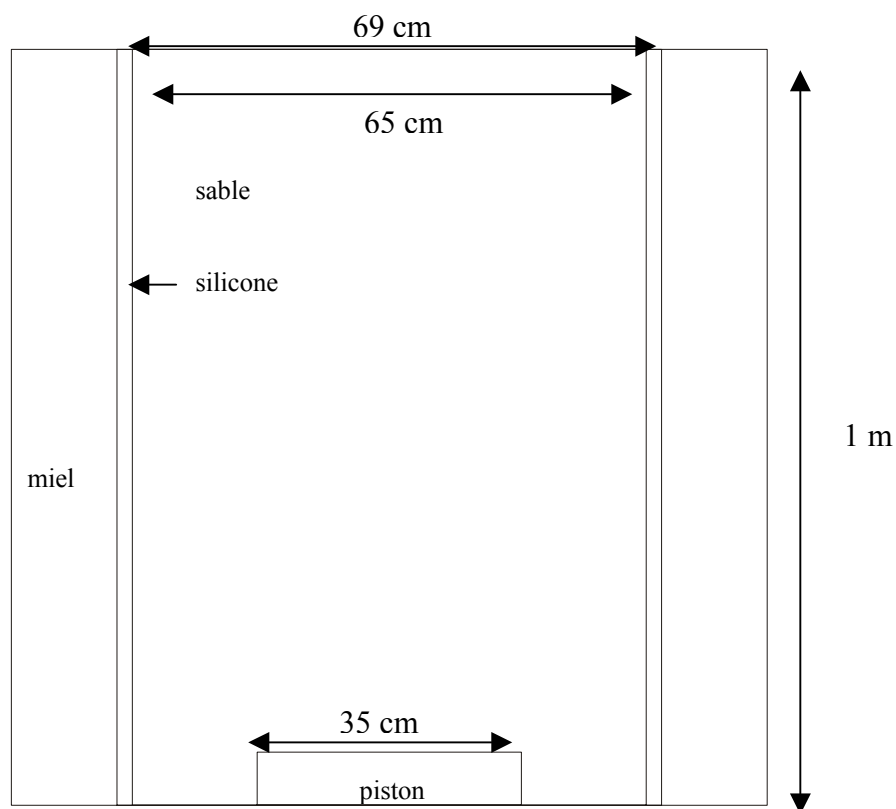
Description du modèle :

Superposition de : - 6 cm de miel : densité = 1,42

- 9 mm de silicone : densité = 1,33, viscosité  $\approx 16\,000$  Pa.s
- 5 mm de sable blanc tamisé à 400  $\mu\text{m}$ , densité = 1,5
- une fine pellicule de sable bleu tamisé à 297  $\mu\text{m}$
- des marqueurs lignes jaunes (sable) espacées de 10 cm
- étoiles de 5mm de diamètre environ disposées tous les 1,5 cm environ à l'aide d'un « aspirateur à étoiles » !!

Avant de poser les marqueurs, on crée des discontinuités en enfonçant une spatule de 2,4 cm de large dans le sable jusqu'à toucher la silicone. 100 discontinuités ont été faites, réparties de façon aléatoire.





Repos de la silicone sur le miel = 1 jour

Mise en place du sable et des étoiles = 4 heures. La manip est lancée juste après.

Paramètre déformation, température :

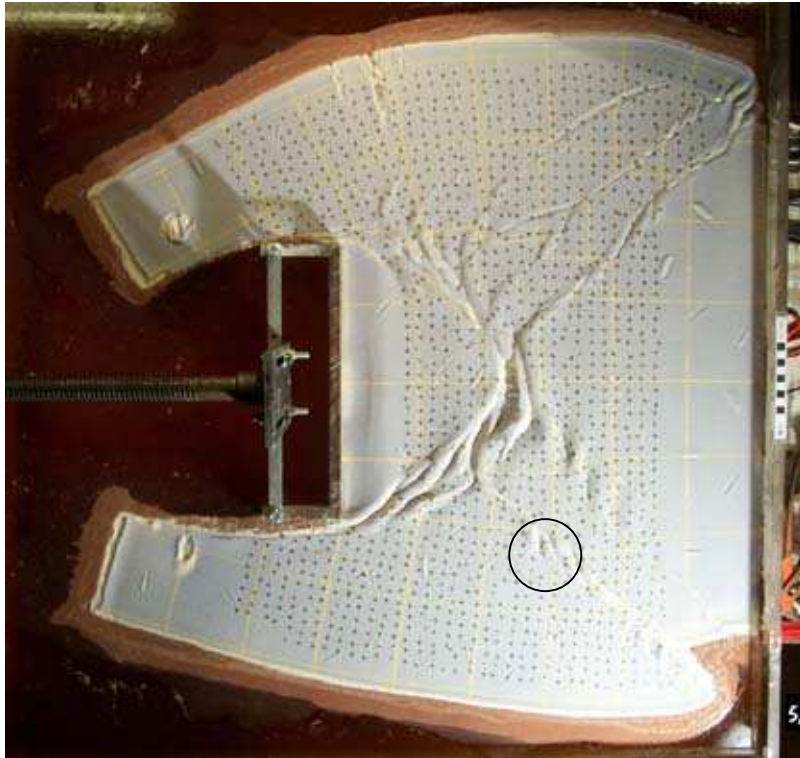
vitesse d'avancée du piston = 2,5 cm/h pendant 14h à température ambiante : 23 à 26°C (du côté des lampes)

#### Photos :

Appareil photo numérique Kodak  
Une photo /5 pendant 14 heures.

Modèle détruit après en avoir scanné la surface topo.

#### Résultat, détails des déformations :



raccourcissement : 35%

La présence de discontinuités perturbe fortement la localisation de la déformation au début du raccourcissement en particulier. L'épaississement de la zone en avant du piston semble moins important et un réseau de failles se développe.

Par la suite, les conditions aux limites prédominent et seules les failles orientées selon le champ de contraintes aux limites restent actives. On peut cependant noter, dans la partie haute de l'image, la présence de failles décrochantes reliant deux failles sub-parallèles rejoignant les bords du modèle. La présence de ces failles est due à l'existence de discontinuités pré-existantes. Dans la partie basse de l'image, la deuxième faille qui se crée (tardivement) plus à l'intérieur du modèle est probablement due au blocage de la faille plus à l'extérieur (qui présente à la fois une composante décrochante et une composante compressive). La structure compressive entourée est probablement à l'origine du blocage de cette faille.

Le réseau de faille en fin d'expérience n'est toujours pas très « fourni » mais les relations dans l'espace et dans le temps entre les différentes failles présentes peut donner des données intéressantes sur la notion de blocs.

#### Objectifs :

Peu de discontinuités ont été réactivées ; il serait intéressant de faire varier la densité des discontinuités pré-existantes. Dans la mesure où le piston de type poinçon ne favorise pas l'apparition d'un réseau de failles très dense, reprendre un piston faisant toute la longueur du modèle permettrait de réduire l'épaississement du modèle en avant du piston (rôle sur la différenciation entre structures compressives et décrochantes). Par la suite il s'est avéré que ce n'est pas la forme du piston qui contrôle la densité des réseaux de failles.

Date : **3 juillet 2002**

Expérimentateur : **Sylvie Schueller**  
Encadrant : Philippe Davy

N° de modèle : **Modèle n°4 – M4**

Objectif de l'expérience : Ré-utiliser un piston faisant toute la largeur de l'expérience en reprenant les mêmes conditions expérimentales que M3. Les discontinuités pré-existantes sont également présentes.

Appareillage : - un bac de 1m×1m rempli de 5 à 6 cm de miel.

- moteur
- piston de 65 cm de long et 8 cm de cm de large.
- deux cales de 1m pour pouvoir monter le modèle (silicone et sable)
- l'appareil photo est fixé au plafond sur les poutrelles métalliques.

Description du modèle :

Superposition de : - 5 cm de miel : densité = 1,42

- 9 mm de silicone : densité = 1,37, viscosité  $\approx 35\,000$  Pa.s

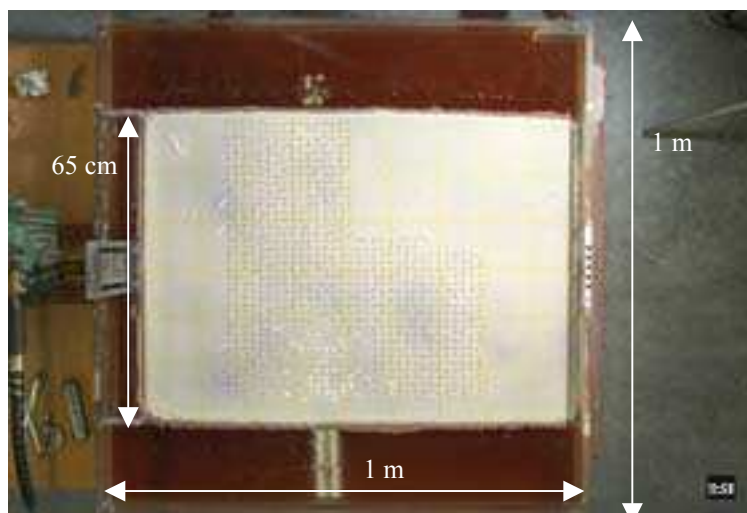
- 6,5 mm de sable blanc tamisé à  $400\,\mu\text{m}$ , densité = 1,5

- du sable bleu tamisé à  $297\,\mu\text{m}$

- des marqueurs lignes jaunes (sable) espacées de 10 cm

- étoiles de 5mm de diamètre environ disposées tous les 1,5 cm environ à l'aide d'un « aspirateur à étoiles » !!

Avant de poser les marqueurs, on crée des discontinuités en enfonçant une spatule de 2,4 cm de large dans le sable jusqu'à toucher le silicone. 100 discontinuités ont été faites, réparties de façon aléatoire.



Repos de la silicone sur le miel = 1/2 journée

Mise en place du sable et des étoiles = 4 heures. L'expérience est lancée juste après.

Paramètre déformation, température :

Vitesse d'avancée du piston = 2,7 cm/h pendant 11h à température ambiante : 18 à 20°C)

Photos :

Appareil photo numérique Kodak

Une photo /5 pendant 11 heures. (manque des photos entre 19h50 et 20h10 : arrêt de l'appareil photo).

Modèle détruit

Résultat, détails des déformations :



raccourcissement : 30%

Quelques failles ont commencé à apparaître en cours d'expérience. Ces petites failles correspondaient à la réactivation des discontinuités pré-existantes. Malheureusement, ces failles, contenues dans les deux bandes de localisation, ont disparues dans les plis et chevauchements créés dès le début de la manip et qui ont continué à croître par la suite.

La présence de ces plis (de longueur d'onde plus importante que dans les manips précédentes) associé à une faible extrusion du modèle évoque un confinement du modèle par les forces gravitaires (les bords du modèles étant libres). Un mauvais équilibre entre les forces gravitaires et les force de résistance à l'extension du modèle serait donc à l'origine du peu de failles obtenues au cours de ces manips (M1 à M4).

On constate également une localisation des chevauchements moins nette en avant du piston par rapport aux manips précédentes. Les plis sont répartis uniformément dans les deux zones de cisaillement. Ceci traduit l'utilisation d'un piston faisant toute la largeur du modèle.

Objectifs :

La cause de la non-obtention de réseaux de failles pouvant peut-être être attribuée à un déséquilibre entre les forces gravitaires et les forces de résistance à l'extension de l'ensemble silicone/sable, l'objectif est de calculer ces forces afin de fixer par la suite la vitesse de compression et les densités des matériaux (sable et silicone), qui favoriseraient la fracturation de la couche fragile et non le flambage du modèle.

Date : **30 Août 2002**

Expérimentateur : **Sylvie Schueller**  
Encadrant : Philippe Davy

N° de modèle : **Modèle n°5 – M5**

Objectif de l'expérience : Créer des réseaux de failles  
Tester la silicone transparente ainsi que le logiciel ARAMIS

Appareillage : - un bac de 1m×1m rempli de 5 cm de miel.

- moteur n°1 : grand vérin
- piston de 35 cm de long :
- deux cales de 1m pour pouvoir monter le modèle (silicone et sable)

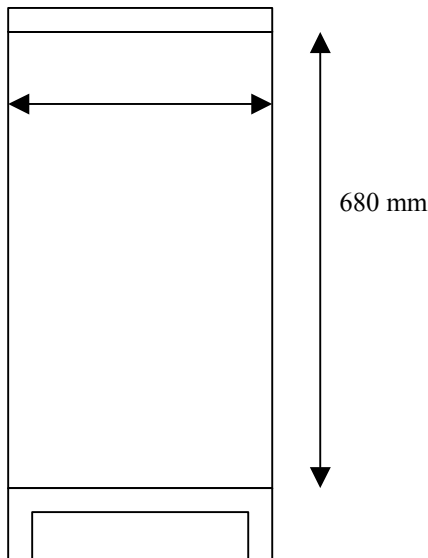
Description du modèle :

Superposition de : - 5 cm de miel : densité = 1,45

- 10,5 mm de silicone : densité = 0,975, viscosité  $\approx 45\,000$  Pa.s

- 5 mm de sable blanc tamisé à 400  $\mu\text{m}$ , densité = 1,5

- des marqueurs lignes jaunes (sable) et lignes noires (soit quadrillages irréguliers, soit courbes au hasard). Le quadrillage irrégulier semble être les marqueurs les plus efficaces pour Aramis.



Repos de la silicone sur le miel : 1,5 jours.

Paramètre déformation, température :

Vitesse d'avancée du piston = 2,7 cm/h pendant 2h à température ambiante : 18 à 21°C, puis 8,73cm/h pendant 2 heures

Photos :

Appareil photo numérique Kodak

Enregistrement d'image toutes les 5 minutes puis toutes les 1,5 minutes

Modèle détruit

Résultat, détails des déformations :



Aucune faille en décrochement. Au départ s'est formé un réseau très dense de failles en extension visiblement lié à l'écoulement gravitaire de la silicone à la surface du miel. Lorsque la vitesse a été augmentée, l'étalement devait déjà être trop important et l'épaisseur de sable beaucoup trop fine ( $< 2\text{mm}$ ) pour pouvoir localiser la déformation.

Date : **4 septembre 2002**

Expérimentateur : **Sylvie Schueller**  
Encadrant : Philippe Davy

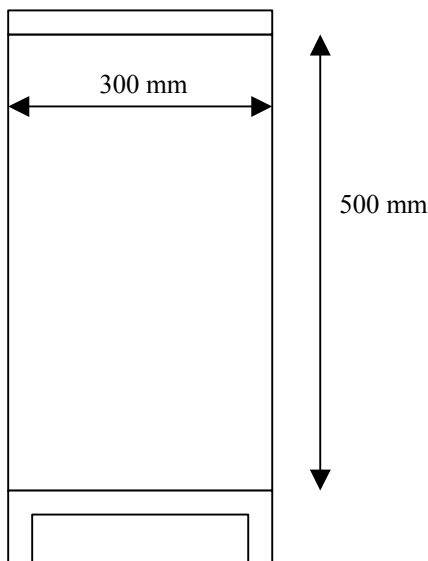
N° de modèle : **Modèle n°6 – M6**

Objectif de l'expérience : Créer des réseaux de failles  
Tester la silicone transparente ainsi que le logiciel ARAMIS

Appareillage : - un bac de 1m×1m rempli de 5 cm de miel.  
- moteur n°1 : grand vérin  
- piston de 35 cm de long :  
- deux cales de 1m pour pouvoir monter le modèle (silicone et sable)

Description du modèle :

Superposition de : - 5 cm de miel : densité = 1,45  
- 23 mm de silicone : densité = 0,975, viscosité  $\approx 40\,000$  Pa.s  
- 13 mm de sable blanc tamisé à 400  $\mu\text{m}$ , densité = 1,5  
- un quadrillage sub-régulier de sable noir.



Pas de repos de la silicone sur le miel

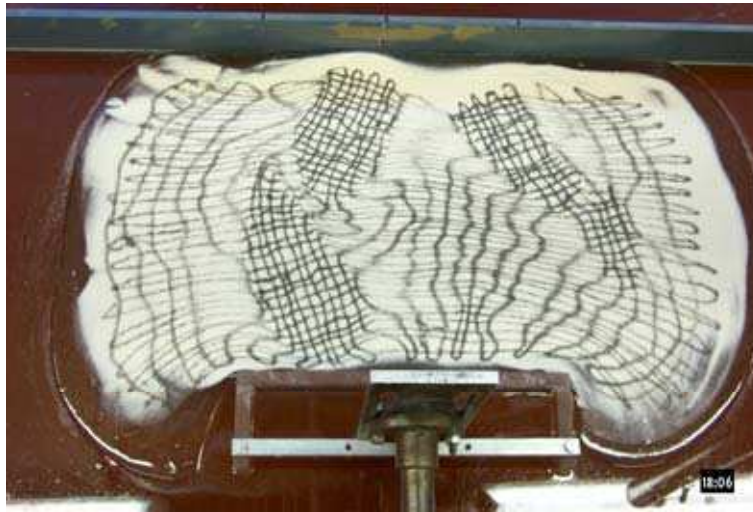
Paramètre déformation, température :  
vitesse d'avancée du piston = 10 cm/h pendant 2h à température ambiante : 18 à 21°C. Le moteur s'est arrêté plusieurs fois en cours de manip.

Photos :  
Appareil photo numérique Kodak : quelques photos en fin de manip.  
Enregistrement d'images toutes les minutes

Modèle détruit



### Résultat, détails des déformations :



Le fluage de la silicone sous le sable est toujours aussi importante. C'est elle qui contrôle la déformation du sable à la surface en l'entraînant. Les blocs non déformés en fin de manip correspondent à des zones de forte épaisseur de sable ( $> 1.3$  cm). Entre ces blocs se sont mis en place dès le début de la manip des grabens qui ne cessent de s'élargir. Leur développement est entièrement contrôlé par le fluage de la silicone en profondeur, qui provoque un cisaillement à la base du sable. En fin de manip, on observe quand même la formation de deux cisaillements dans le sable (sur la gauche) que viennent segmenter un bloc resté rigide.

Le comportement de la silicone transparente vient probablement de la forte différence de densité entre celle-ci et le miel.

Une dernière manip peut être envisagée de manière à réduire l'influence du fluage : inverser les rapports de longueurs sable/silicone, utilisés classiquement dans les expériences en prenant par exemple : 5 mm de silicone et 1 cm de sable.



Date : **11 Septembre 2002**

Expérimentateur : **Sylvie Schueller**  
Encadrant : Philippe Davy

N° de modèle : **Modèle n°7 – M7**

Objectif de l'expérience : Créer des réseaux de failles en utilisant la silicone transparente. On inverse ici le rapport des hauteurs de sable et de silicone par rapport aux expériences précédentes.

Appareillage : - un bac de 1m×1m rempli de 5 cm de miel.

- moteur n°1 : grand vérin
- piston de 35 cm de long :
- deux cales de 1m pour pouvoir monter le modèle (silicone et sable)

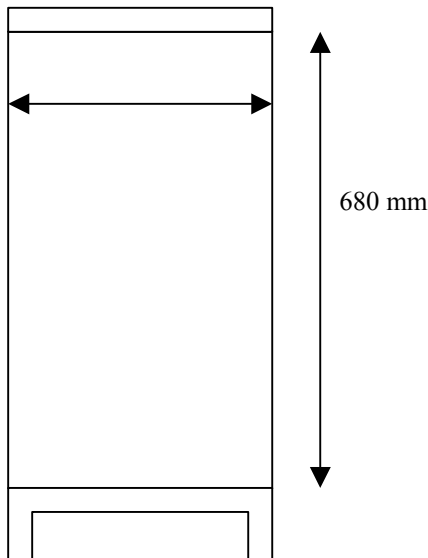
Description du modèle :

Superposition de : - 5 cm de miel : densité = 1,45

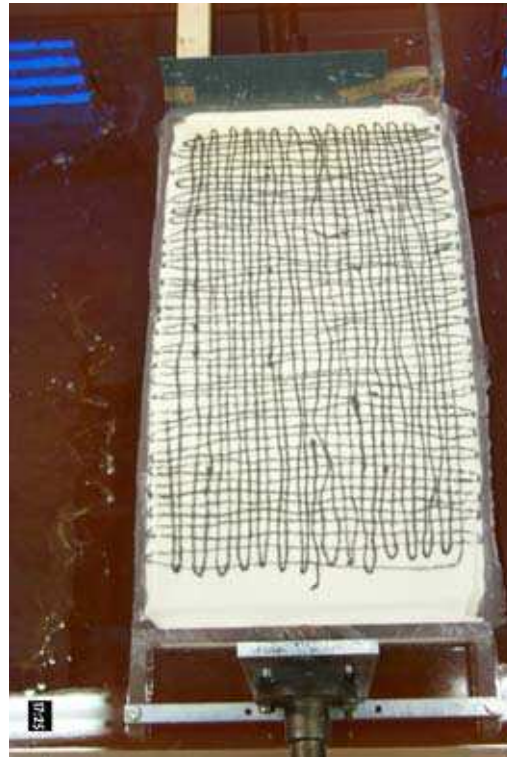
- 6 mm de silicone : densité = 0,975, viscosité  $\approx 45\,000$  Pa.s

- 10 mm de sable blanc tamisé à **500**  $\mu\text{m}$ , densité = 1,5

- des marqueurs : quadrillage irrégulier de lignes noires



Le piston fait 35 cm de long.



Repos de la silicone sur le miel : 1/2 journée.

Paramètre déformation, température :

vitesse d'avancée du piston = 11,7 cm/h pendant 2h à température ambiante : 18 à 21°C.

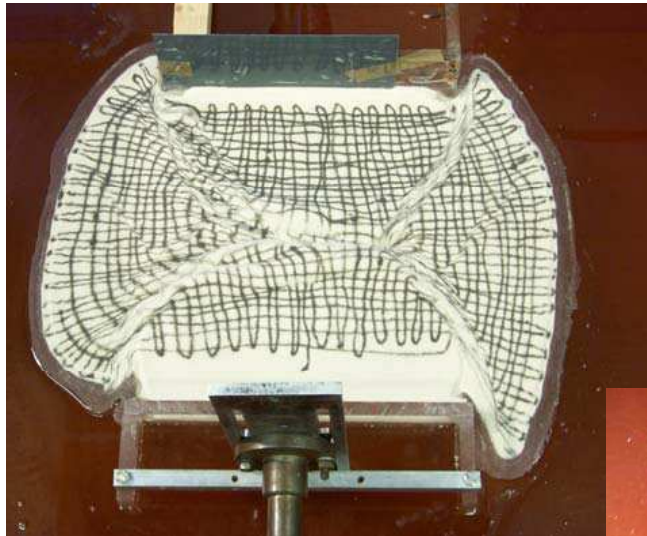
Photos :

Appareil photo numérique Kodak

Enregistrement d'images toutes les 1 minute 30 secondes avec Aramis 3D

Modèle détruit

Résultat, détails des déformations :



En fin de manip, le raccourcissement est de 33%.



En doublant l'épaisseur de sable par rapport à l'épaisseur de silicone, on empêche celle-ci de fluer. Cependant, la déformation reste majoritairement localisée sur deux bandes. Une dizaine de failles a quand-même été générée.

Date : **24 Septembre 2002**

Expérimentateur : **Sylvie Schueller**  
Encadrant : Philippe Davy

N° de modèle : **Modèle n°8 – M8**

Objectif de l'expérience : Créer des réseaux de failles en utilisant la silicone transparente. Le rapport longueur/largeur du modèle est agrandi pour s'affranchir un peu plus, dans la zone centrale, des effets de bords.

Appareillage : - un bac de 1m×1m rempli de 5 cm de miel.

- moteur n°1 : grand vérin
- piston de 35 cm de long :
- deux cales de 1m pour pouvoir monter le modèle (silicone et sable)

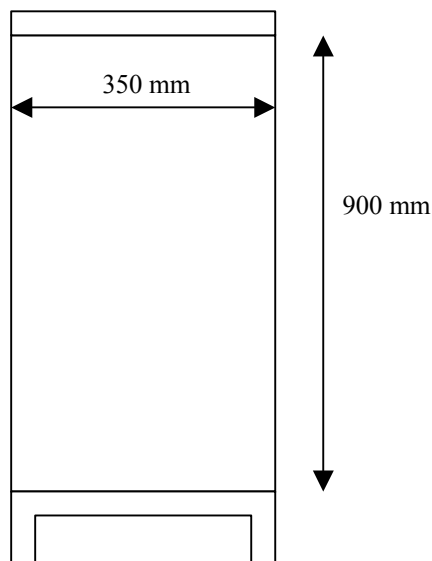
Description du modèle :

Superposition de : - 5 cm de miel : densité = 1,45

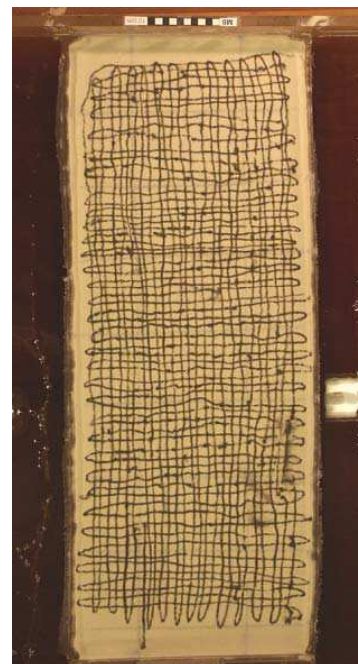
- 5 mm de silicone : densité = 0,975, viscosité  $\approx 45\,000$  Pa.s

- 9 mm de sable blanc tamisé à **500**  $\mu\text{m}$ , densité = 1,5

- des marqueurs : quadrillage irrégulier de lignes noires et un quadrillage bleu à plus grandes mailles



Le piston fait 35 cm de long.



Repos de la silicone sur le miel : 1 journée.

Paramètre déformation, température :

vitesse d'avancée du piston = 11,7 cm/h pendant 3h à température ambiante : 18 °C.

Photos :

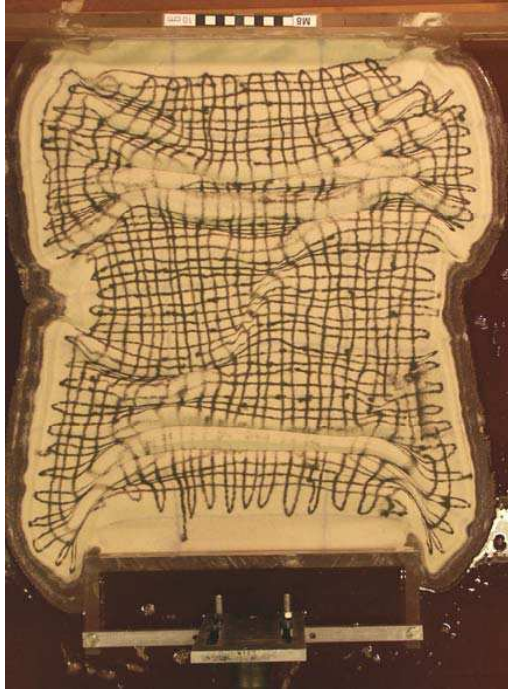
Appareil photo numérique Minolta : une photo toutes les minutes

Enregistrement d'images toutes les minutes avec Aramis 3D

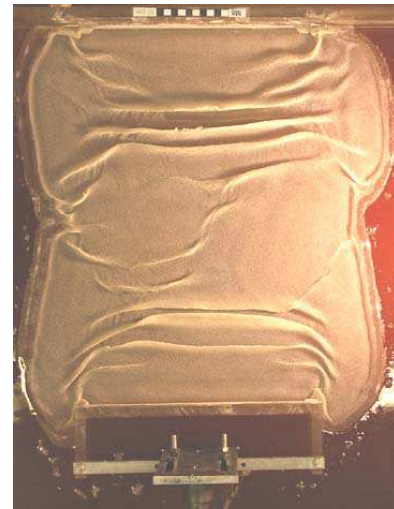
Remarque : l'éclairage (un seul spot placé plus ou moins en parallèle des caméras CCD) suffit pour le système ARAMIS mais est un peu faible pour les photos.

Modèle détruit

Résultat, détails des déformations :



En fin de manip, le raccourcissement est de 39%.



En doublant l'épaisseur de sable par rapport à l'épaisseur de silicone, on empêche celle-ci de fluer. Ici, mis à part un cisaillement central, aucun autre décrochement net n'est obtenu. Ceci est dû à l'épaisseur de sable de 9 mm au lieu de 8. La silicone était très peu épaisse, le nombre d'Argand (rapport entre la force gravitaire s'exerçant sur le modèle et la résistance du modèle) est très sensible à l'épaisseur de sable. Le millimètre de trop de sable fait donc chuter le paramètre d'Argand d'un facteur 10.

N° de modèle : **Modèle n°9 – M9**

Objectif de l'expérience : Créer des réseaux de failles en utilisant la silicone transparente couplée à la silicone rose. Le rapport longueur/largeur du modèle est agrandi pour s'affranchir un peu plus dans la zone centrale des effets de bords.

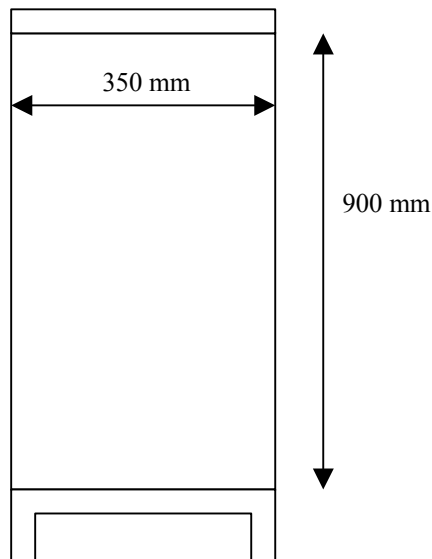
Appareillage : - un bac de 1m×1m rempli de 5 cm de miel.

- moteur n°3 : grand vérin
- piston de 35 cm de long :
- deux cales de 1m pour pouvoir monter le modèle (silicone et sable)

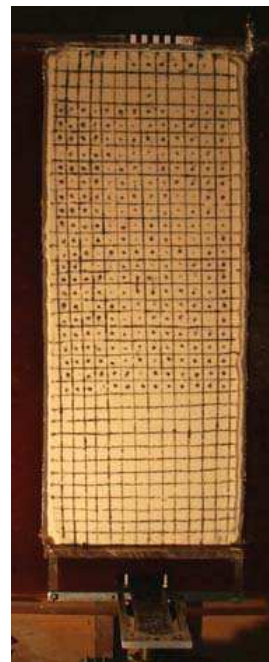
Description du modèle :

Superposition de : - 5 cm de miel : densité = 1,45

- - 12 mm de silicone rose : densité = 1380, viscosité  $\approx 33\,200$ .
- - 5.5 mm de silicone transparente : densité = 975, viscosité  $\approx 42000$  Pa.s
- 7.5 mm de sable blanc tamisé à **500**  $\mu\text{m}$ , densité = 1,5
- des marqueurs : quadrillage plus ou moins régulier de lignes noires.



Le piston fait 35 cm de long.



Repos de la silicone sur le miel : 1 journée.

Paramètre déformation, température :

Vitesse d'avancée du piston = 4 cm/h pendant 8h à température ambiante : 18 °C. La température du miel (chauffé par les projecteurs) doit plutôt s'approcher de 20 – 21°C.

Photos :

Appareil photo numérique Minolta : une photo toutes les 2 minutes

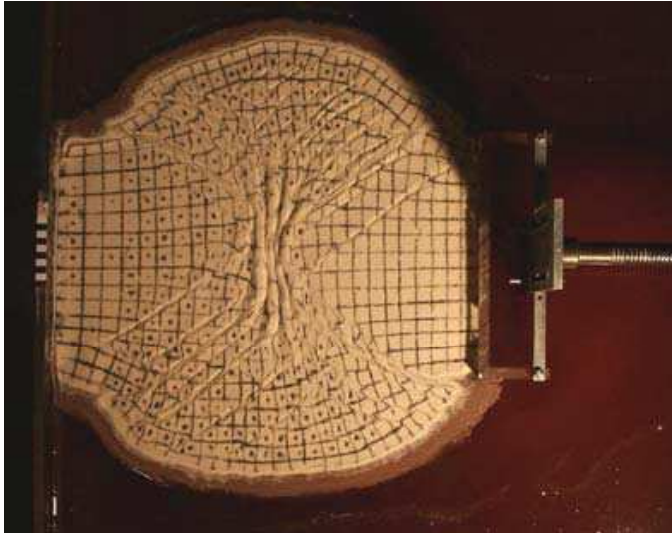
Remarque : l'éclairage (2 spots pourtant) est encore trop faible pour l'appareil Minolta.



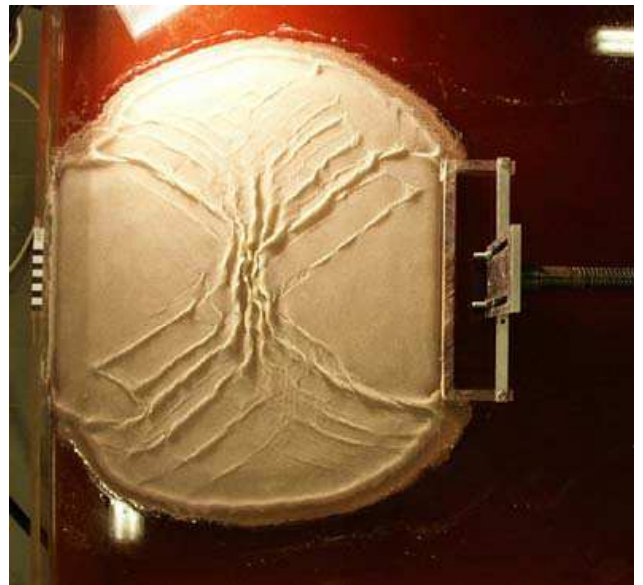
Modèle détruit

Résultat, détails des déformations :

Un « beau » réseau de failles est obtenu.



En fin de manip, le raccourcissement est de 35%.



L'expérience commence d'abord avec l'apparition de décrochements. Aucune compression, même à l'avant du piston, n'est visible. La compression arrive seulement en fin d'expérience. Elle se localise au centre de la manip à la croisée des deux bandes de cisaillement.

Le réseau de failles des failles primaires (d'un point de vue temporel) et secondaires avec individualisation de blocs rigides de taille pluri-centimétrique.

Au niveau de la silicone, on observe en fin de manip des chevauchements affectant la partie supérieure de la silicone transparente. Cependant, contrairement aux autres expériences, la silicone rose semble également affectée de plis (interface miel/silicone) (voir photos ci-dessous : à gauche : chevauchements dans la silicone transparente ; à droite : plis en base de silicone rose).

Le paramètre de localisation prédit ainsi que le nombre d'Argand calculé permettrait d'espérer une part plus importante des décrochements. Ces deux paramètres semblent prédictifs.



N° de modèle : **Modèle n°10 – M10**

Objectif de l'expérience : Créer des réseaux de failles en utilisant la silicone transparente couplée à la silicone rose. Cette expérience consiste à garder le même nombre d'Argand que dans M9 mais à augmenter le paramètre de localisation.

Appareillage : - un bac de 1m×1m rempli de 5 cm de miel.

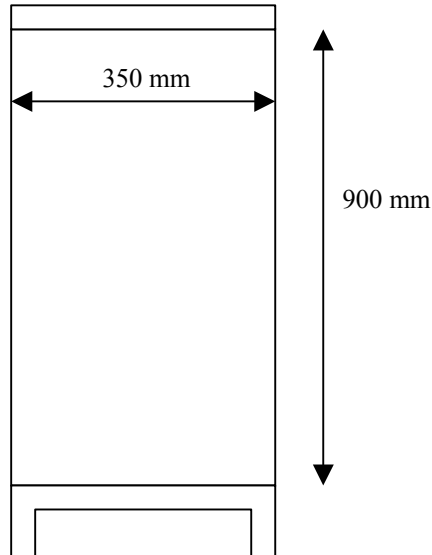
- moteur n°2 : grand vérin
- piston de 35 cm de long :
- deux cales de 1m pour pouvoir monter le modèle (silicone et sable)

Description du modèle :

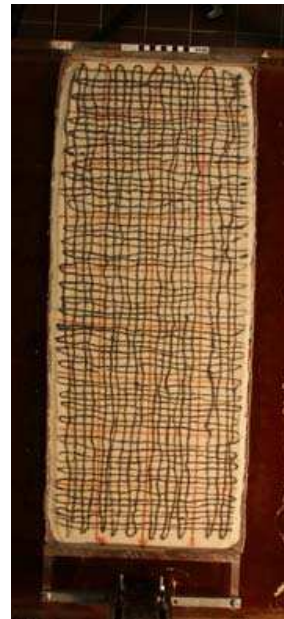
Superposition de : - 5 cm de miel : densité = 1,45

- - 13 mm de silicone rose : densité = 1375, viscosité  $\approx 33\,200$  Pa.s.
- - 6 mm de silicone transparente : densité = 975, viscosité  $\approx 42\,000$  Pa.s
- 8 mm de sable blanc tamisé à **500**  $\mu\text{m}$ , densité = 1,5
- des marqueurs : quadrillage plus ou moins régulier de lignes noires et un quadrillage plus régulier de lignes rouges

Repos de la silicone sur le miel : 1 journée.



Le piston fait 35 cm de long.



Paramètre déformation, température :

Vitesse d'avancée du piston = 2 cm/h pendant 15h à température ambiante : 21 °C. La température du miel (chauffé par les projecteurs) doit plutôt s'approcher de 22°C.

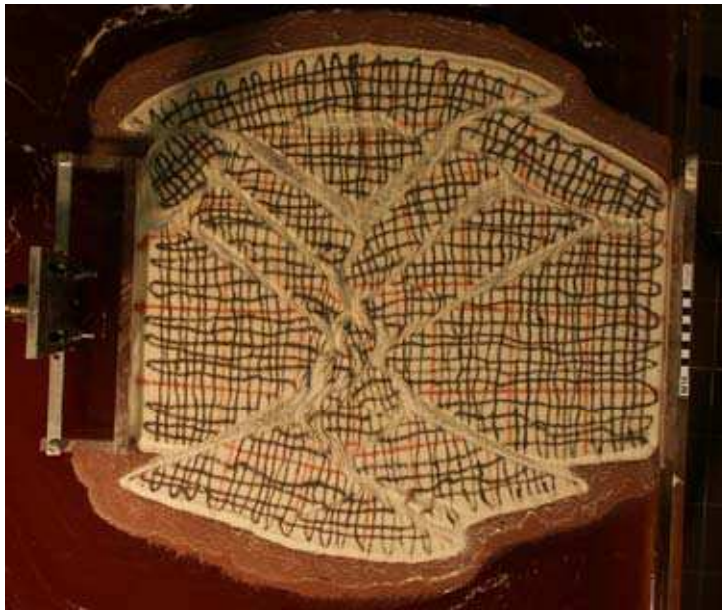
Photos :

Appareil photo numérique Minolta : une photo toutes les 3 minutes

Dispositif ARAMIS : une prise de vue toutes les 3 minutes.

Modèle détruit

Résultat, détails des déformations :



En fin de manip, le raccourcissement est de 35%.

Conformément au nombre d'Argand et au paramètre de localisation calculés, la déformation est plus localisée (moins de failles). La morphologie des déformations observées est plutôt celle de « core complexes » avec des remontées de silicone dans les décrochements. Cette composante extensive nettement visible à l'intérieur du modèle est peut-être également renforcée par l'écoulement gravitaire de la silicone, l'expérience ayant duré deux fois plus de temps que pour M9.



N° de modèle : **Modèle n°11 – M11**

Objectif de l'expérience : Créer des réseaux de failles en utilisant la silicone transparente couplée à la silicone rose. Cette expérience consiste à augmenter le nombre d'Argand par rapport à M9.

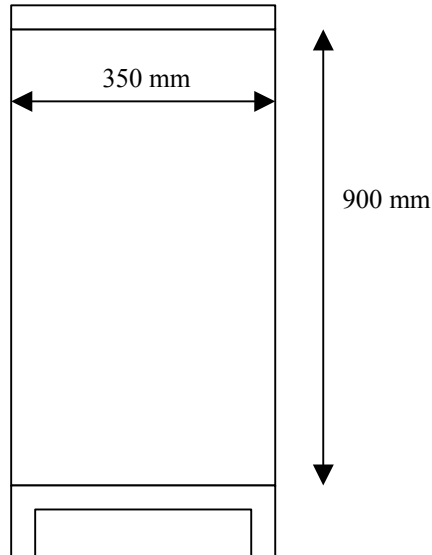
Appareillage : - un bac de 1m×1m rempli de 5 cm de miel.

- moteur n°2 : grand vérin
- piston de 35 cm de long :
- deux cales de 1m pour pouvoir monter le modèle (silicone et sable)

Description du modèle :

Superposition de : - 5 cm de miel : densité = 1,45

- - 16 mm de silicone rose : densité = 1375, viscosité  $\approx 33\,200$  Pa.s.
- - 7 mm de silicone transparente : densité = 975, viscosité  $\approx 42\,000$  Pa.s
- 6 mm de sable blanc tamisé à **500**  $\mu\text{m}$ , densité = 1,5
- des marqueurs : quadrillage plus ou moins régulier de lignes noires et un quadrillage plus régulier de lignes rouges



Le piston fait 35 cm de long.



Paramètre déformation, température :

vitesse d'avancée du piston = 2 cm/h pendant 15h à température ambiante : 21 °C. La température du miel (chauffé par les projecteurs) doit plutôt s'approcher de 22°C.

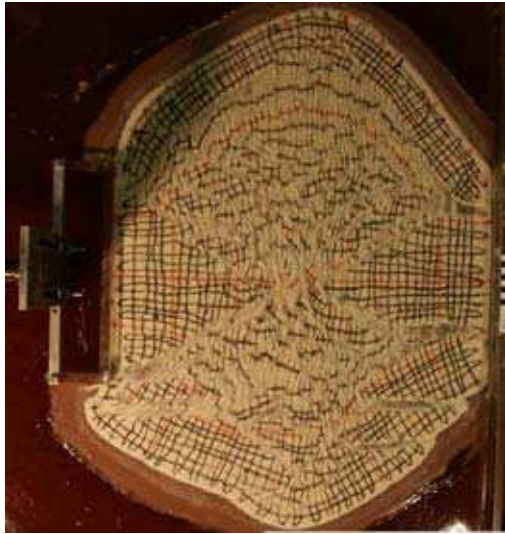
Photos :

Appareil photo numérique Minolta : une photo toutes les 3 minutes

Dispositif ARAMIS : une prise de vue toutes les 3 minutes.

Modèle détruit

Résultat, détails des déformations :



En fin de manip, le raccourcissement est de 35%.



Conformément au nombre d'Argand et au paramètre de localisation calculés, les structures extensives sont très bien représentées. Cette composante extensive nettement visible à l'intérieur du modèle est peut-être également renforcée par l'écoulement gravitaire de la silicone, l'expérience ayant duré deux fois plus de temps que pour M9. Le réseau de fractures est également très dense par endroits ; ces fractures sont cependant moins bien marquées et beaucoup plus courtes que dans M10.

La zone extensive proche du bord droit du modèle (photo de droite) apparaît dès le début de l'expérience.

N° de modèle : **Modèle n°12 – M12**

Objectif de l'expérience : Tester l'existence de deux modes de localisation. Ici, il s'agit de refaire une manip. type Eric Bonnet avec un paramètre de localisation aux alentours de 1.

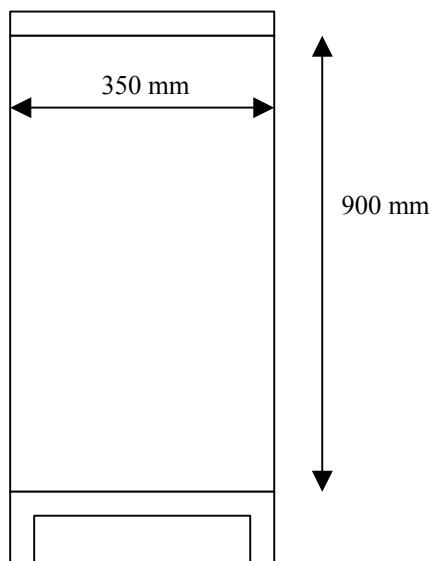
Appareillage : - un bac de 1m×1m rempli de 5 cm de miel.

- moteur n°1 : grand vérin
- piston de 35 cm de long :
- deux cales de 1m pour pouvoir monter le modèle (silicone et sable)

Description du modèle :

Superposition de : - 5 cm de miel : densité = 1,45

- - 15.5 mm de silicone rose : densité = 1356, viscosité  $\approx 37\,000$  Pa.s.
- - 5 mm de silicone transparente : densité = 975, viscosité  $\approx 40143$  Pa.s
- 6.5 mm de sable blanc tamisé à **500**  $\mu\text{m}$ , densité = 1,5
- des marqueurs : quadrillage jaune régulier (ligne tous les 2.5 cm) et dépôt aléatoire de charbon actif (granulométrie comprise entre 0,5 et 0,7 mm).



Le piston fait 35 cm de long.

Paramètre déformation, température :

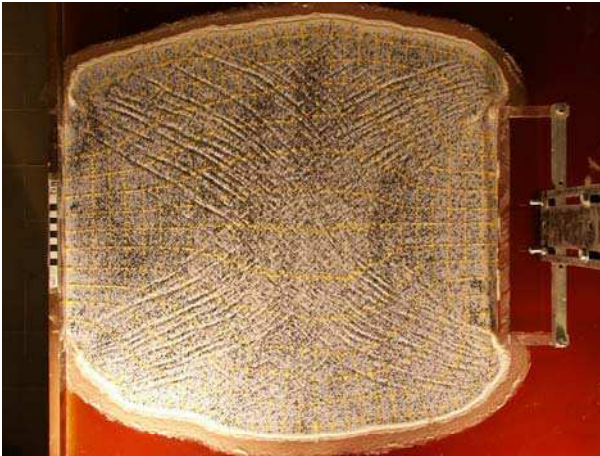
vitesse d'avancée du piston = 5 cm/h pendant 5h. La température du miel (chauffé par les projecteurs) passe de 26,9°C à 31.5°C du côté des projecteurs et de 26.4°C à 28.5°C du côté opposé.

Photos :

Appareil photo numérique Minolta : une photo toutes les minutes  
Dispositif ARAMIS : non utilisé.

Modèle détruit

### Résultat, détails des déformations :



En fin de manip, le raccourcissement est de 28%.



Cette expérience a un paramètre de localisation de 1.16 et un nombre d'Argand de 1.28.

Du fait du grand nombre de structures décrochantes, le déplacement accumulé le long de chaque faille est relativement faible. Les structures sont donc difficilement visibles lorsque la lumière n'est pas rasante. De ce fait, les structures ont semblé apparaître très tardivement (après 10 cm de raccourcissement). Le nombre considérable de failles pourrait faire penser à une localisation moins importante.

Le calcul des longueurs de corrélations sur la déformation devrait permettre de confirmer ou d'infirmer l'hypothèse selon laquelle la longueur de corrélation suit une évolution type loi de percolation.

On remarque sur cette expérience l'influence du gradient de température. Du côté des projecteurs, l'extrusion est plus importante.

N° de modèle : **Modèle n°13 – M13**

Objectif de l'expérience : Répéter le modèle expérimental M12 (même  $\Gamma$ , même Ar) mais avec une longueur inférieure. Voir l'effet sur la localisation.

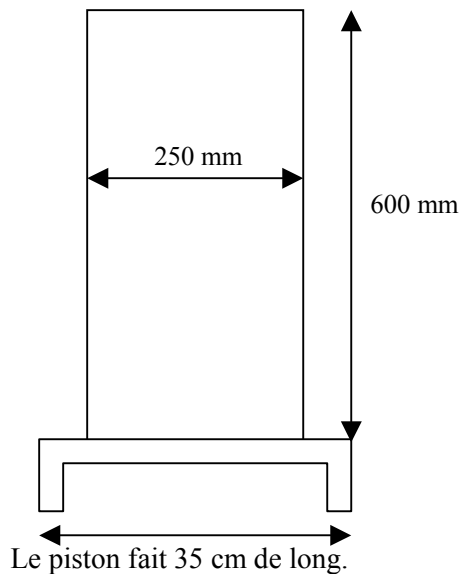
Appareillage : - un bac de 1m×1m rempli de 5 cm de miel.

- moteur n°1 : grand vérin
- piston de 35 cm de long :
- deux cales de 1m pour pouvoir monter le modèle (silicone et sable)

Description du modèle :

Superposition de : - 5 cm de miel : densité = 1,45

- 13 mm de silicone rose : densité = 1335, viscosité  $\approx 36\,000$  Pa.s.
- 5 mm de silicone transparente : densité = 975, viscosité  $\approx 40143$  Pa.s
- 6 mm de sable blanc tamisé à **500**  $\mu\text{m}$ , densité = 1,5
- des marqueurs : quadrillage rouge régulier (ligne tous les 2.5 cm) et dépôt aléatoire de charbon actif (granulométrie comprise entre 0,5 et 0,7 mm).



Paramètre déformation, température :

vitesse d'avancée du piston = 5 cm/h pendant 4h. La température du miel (chauffé par les projecteurs) passe de 24.8°C à 29.7°C du côté des projecteurs et de 23.9°C à 25.2°C du côté opposé.

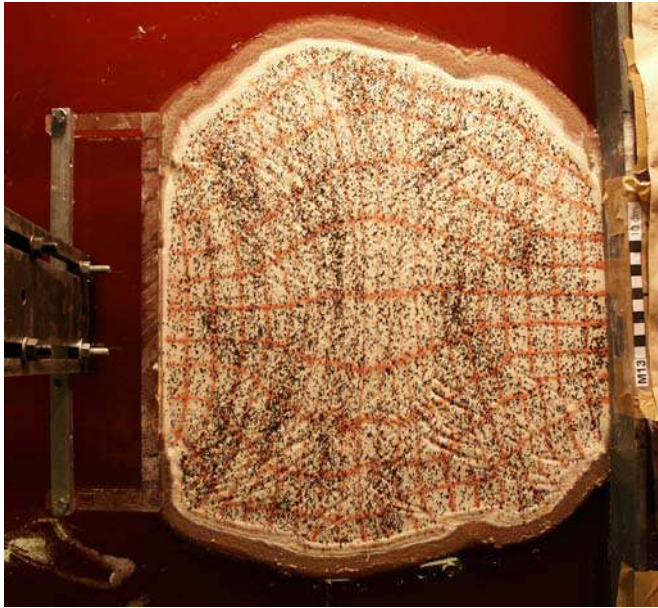
Photos :

Appareil photo numérique Minolta : une photo toutes les minutes  
Dispositif ARAMIS : une image par minute.

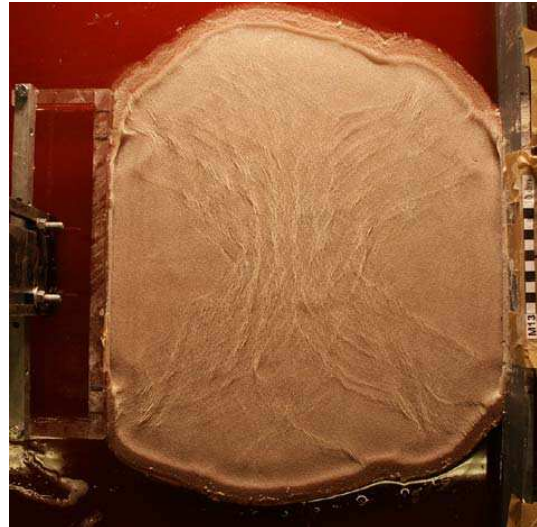
Modèle détruit



Résultat, détails des déformations :



En fin de manip, le raccourcissement est de 30%.



Cette expérience a un paramètre de localisation de 1.16 et un nombre d'Argand de 1.28. Comme pour le modèle M12, le réseau de failles est très dense ; les failles ne sont visibles que tardivement.

N° de modèle : **Modèle n°14 – M14**

Objectif de l'expérience : Sur le modèle de la M13, réaliser une expérience avec un paramètre de localisation de 0,5.

Appareillage : - un bac de 1m×1m rempli de 5 cm de miel.

- moteur n°1 : grand vérin
- piston de 35 cm de long :
- deux cales de 60 cm pour pouvoir monter le modèle (silicone et sable)

Description du modèle :

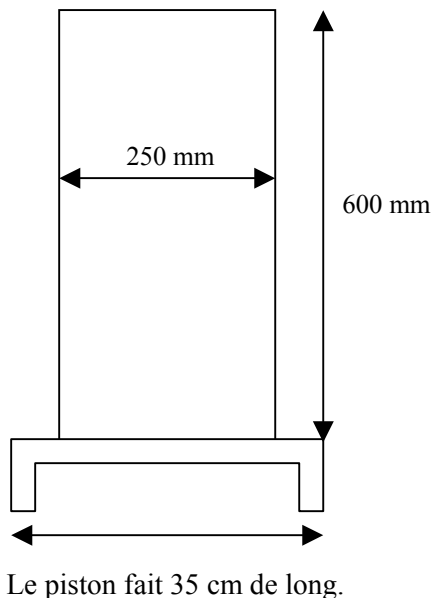
Superposition de : - 5 cm de miel : densité = 1,45

- 13,5 mm de silicone rose : densité = 1335, viscosité  $\approx 36\,000$  Pa.s.

- 5,5 mm de silicone transparente : densité = 975, viscosité  $\approx 40143$  Pa.s

- 6 mm de sable blanc tamisé à **500**  $\mu\text{m}$ , densité = 1,5

- des marqueurs : quadrillage rouge régulier (ligne tous les 2.5 cm) et dépôt aléatoire de charbon actif (granulométrie comprise entre 0,5 et 0,7 mm).



Paramètre déformation, température :

vitesse d'avancée du piston = 10 cm/h pendant 2h. La température du miel (chauffé par les projecteurs) passe de 24.8°C à 27.1°C du côté des projecteurs et de 24.0°C à 24.7°C du côté opposé.

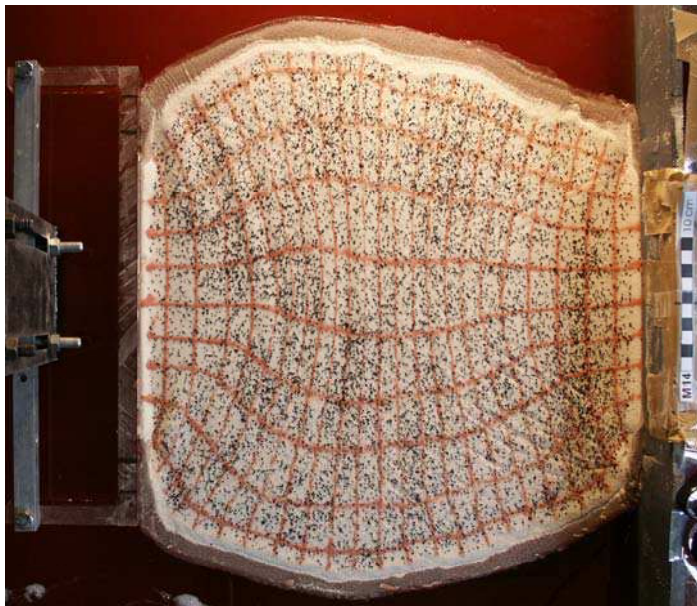
Photos :

Appareil photo numérique Minolta : une photo toutes les minutes

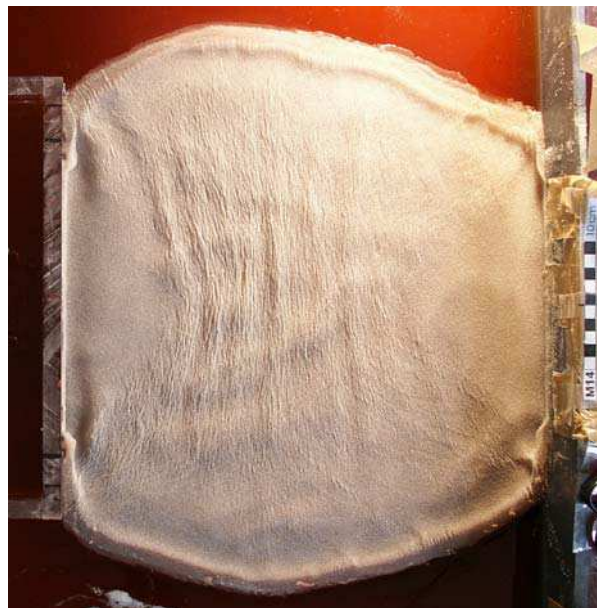
Dispositif ARAMIS : non utilisé.

Modèle détruit

Résultat, détails des déformations :



En fin de manip, le raccourcissement est de 30%.



Cette expérience a un paramètre de localisation de 0.50 et un nombre d'Argand de 1.36. Même si l'on voit l'apparition d'un réseau de fractures très dense en bas à droite de l'image, le modèle semble se comporter comme un fluide. Si tel est le cas, les corrélations entre valeurs de déformations devraient être grandes (on devrait donc avoir une grande longueur de corrélation : de la taille du système).



N° de modèle : **Modèle n°15 – M15**

Objectif de l'expérience : Peut-on ré-obtenir un modèle basé sur ceux d'Eric, dans lesquels la longueur de corrélation des déformations augmente puis décroît ?

Appareillage : - un bac de 1m×1m rempli de 5 cm de miel.

- moteur n°1 : grand vérin
- piston de 35 cm de long :
- deux cales de 1 m pour pouvoir monter le modèle (silicone et sable)

Description du modèle :

Superposition de : - 5 cm de miel : densité = 1,45

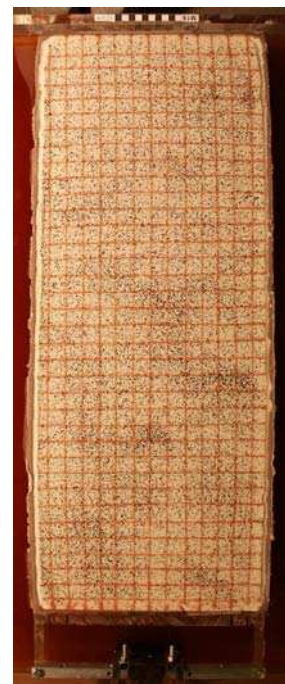
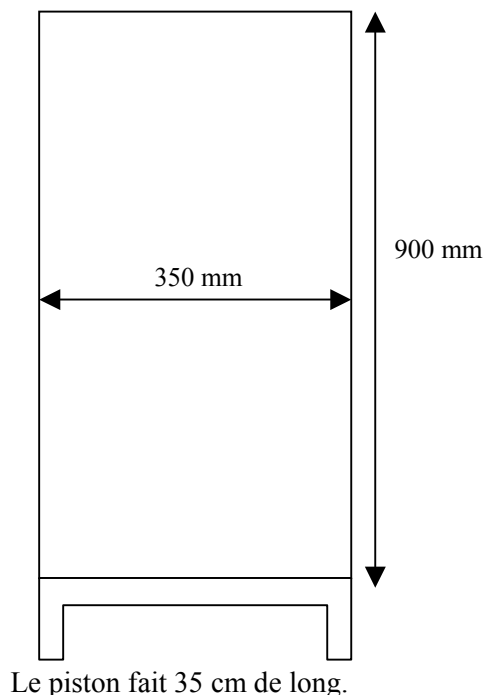
- 13,5 mm de silicone rose : densité = 1350, viscosité  $\approx 39\,000$  Pa.s.

- 4 mm de silicone transparente : densité = 975, viscosité  $\approx 40143$  Pa.s

- 6 mm de sable blanc tamisé à **500**  $\mu\text{m}$ , densité = 1,5

- des marqueurs : quadrillage rouge régulier (ligne tous les 2.5 cm) et dépôt aléatoire de charbon actif (granulométrie comprise entre 0,5 et 0,7 mm).

Remarque : quelques bulles sont encore présentes dans la silicone au début de la manip.



Paramètre déformation, température :

Vitesse d'avancée du piston = 3 cm/h pendant 7h35. La température du miel (chauffé par les projecteurs) passe de 22.6°C à 32.7°C du côté des projecteurs et de 22.0°C à 26.5°C du côté opposé.

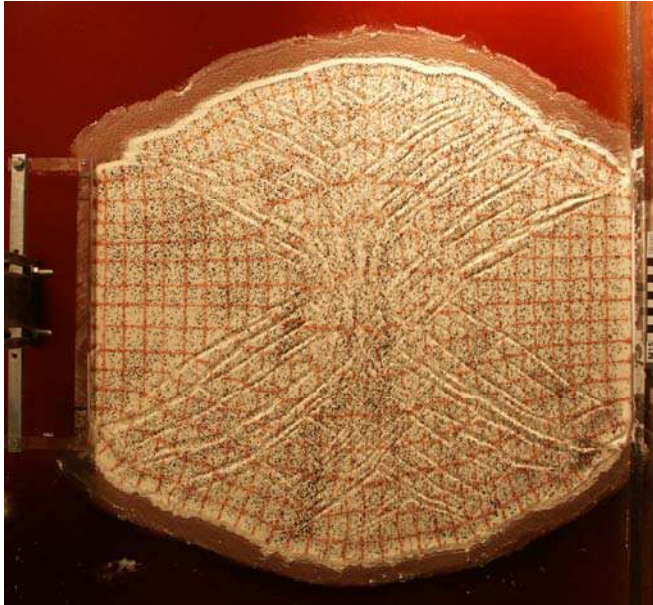
Photos :

Appareil photo numérique Minolta : une photo toutes les 2 minutes

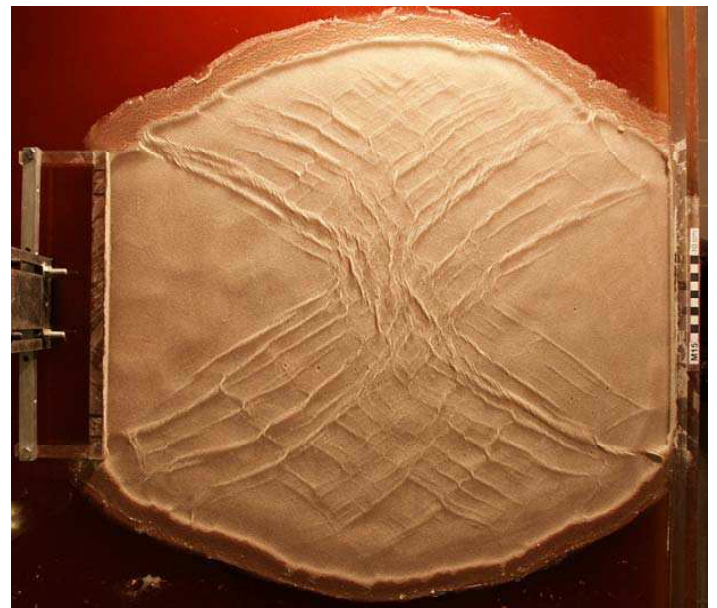
Dispositif ARAMIS : utilisé.

Modèle détruit

Résultat, détails des déformations :



En fin de manip, le raccourcissement est de 25%.



Cette expérience a un paramètre de localisation de 1.6 et un nombre d'Argand de 1.1. On obtient un réseau de failles très net.

N° de modèle : **Modèle n°16 – M16**

Objectif de l'expérience : Réaliser un modèle très localisant et voir si l'on obtient le même type de corrélation que pour l'expérience M10

Appareillage : - un bac de 80cm×50cm rempli de 5 cm de miel.

- moteur n°2 : grand vérin
- piston de 35 cm de long :
- deux cales de 60 cm pour pouvoir monter le modèle (silicone et sable)

Description du modèle :

Superposition de : - 5 cm de miel : densité = 1,45

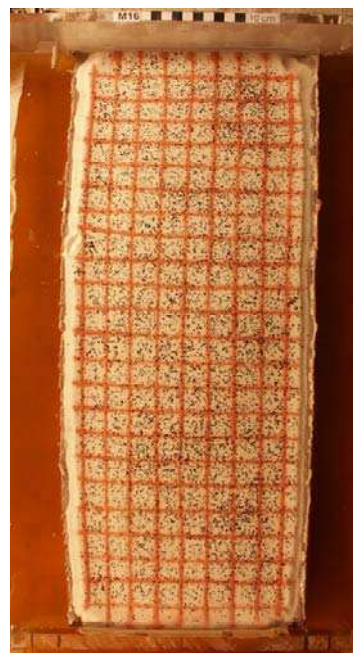
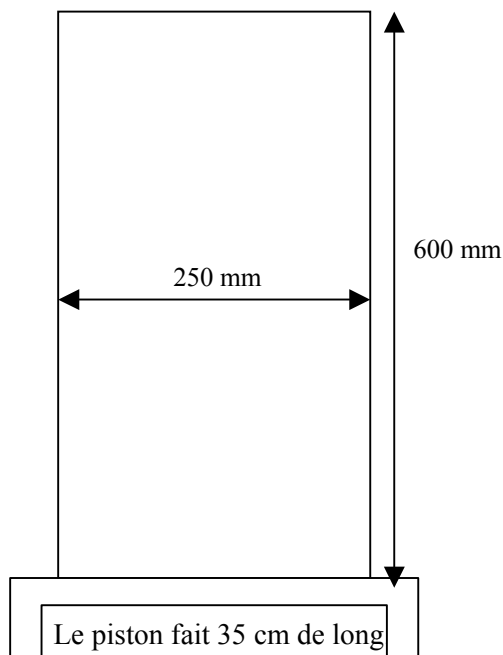
- 15,5 mm de silicone rose : densité = 1350, viscosité  $\approx 50\,000$  Pa.s.

- 4.5 mm de silicone transparente : densité = 975, viscosité  $\approx 47\,000$  Pa.s

- 7.5 mm de sable blanc tamisé à **500**  $\mu\text{m}$ , densité = 1,5

- des marqueurs : quadrillage rouge régulier (ligne tous les 2.5 cm) et dépôt aléatoire de charbon actif (granulométrie comprise entre 0,5 et 0,7 mm).

Remarque : quelques bulles sont encore présentes dans la silicone au début de l'expérience.



Paramètre déformation, température :

Vitesse d'avancée du piston = 1 cm/h pendant 13h. La température du miel (chauffé par les projecteurs) passe de 19.6°C à 32.6°C du côté des projecteurs et de 19.6°C à 24.8°C du côté opposé.

Photos :

Appareil photo numérique Minolta : une photo toutes les 3 minutes

Dispositif ARAMIS : non utilisé.

Modèle détruit

Résultat, détails des déformations :



En fin de manip, le raccourcissement est de 21.6%.



Cette expérience a un paramètre de localisation de 6.15 et un nombre d'Argand de 0.87 calculés pour une température de 21°C.

Conformément à ce que l'on pouvait attendre, la déformation est très localisée le long de grandes failles peu nombreuses.

Remarque : le modèle semble quand même assez extensif. La silicone remonte dans les chevauchements. Serait-ce en partie dû au contraste de densités entre la silicone transparente et le sable. L'autre inconvénient concerne l'élévation de température du miel : plus de 10°C du côté des projecteurs et l'apparition d'un fort gradient de température entre les deux bords (de l'ordre de 8°C en fin d'expérience). Cette variation de température modifie les viscosités des silicones et donc la valeur du rapport fragile/ductile.

Pour mémoire : les tableaux d'évolution de la viscosité en fonction de la température.

Pour la silicone marron de densité 1.35

T°C	16.4	16.2	34.2	33.9	21.5	23.2	20.6	17.8	17.7	19.3
Viscosité (Pa.s)	62500	63813	34084	33894	49988	48664	50747	57185	58321	51883

Pour la silicone transparente de densité 0.975

T°C	18.8	18.9	27.6	27.6	22.3	18.7	16.6
Viscosité (Pa.s)	48304	45600	41348	41542	47725	52749	56420



N° de modèle : **Modèle n°17 – M17**

Objectif de l'expérience : Réaliser un modèle très localisant et voir si l'on obtient le même type de corrélation que pour l'expérience M10 – obtenir des structures moins extensives que M16

Appareillage : - un bac de 80cm×50cm rempli de 5 cm de miel.

- moteur n°2 : grand vérin
- piston de 35 cm de long :
- deux cales de 60 cm pour pouvoir monter le modèle (silicone et sable)

Description du modèle :

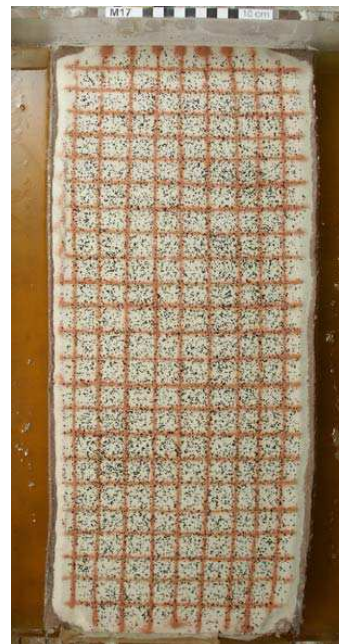
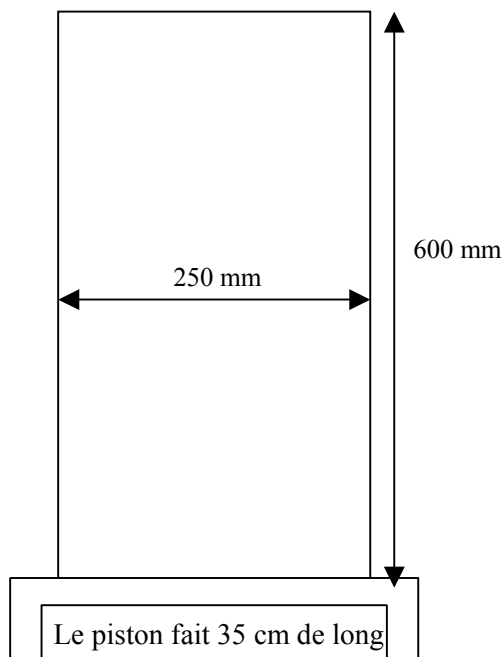
Superposition de : - 5 cm de miel : densité = 1,45

- 15,5 mm de silicone rose : densité = 1350, viscosité  $\approx 55\,000$  Pa.s.

- 6 mm de silicone rose : densité = 1350, viscosité  $\approx 55\,000$  Pa.s

- 7 mm de sable blanc tamisé à **500**  $\mu\text{m}$ , densité = 1,5

- des marqueurs : quadrillage rouge régulier (ligne tous les 2.5 cm) et dépôt aléatoire de charbon actif (granulométrie comprise entre 0,5 et 0,7 mm).



Paramètre déformation, température :

Vitesse d'avancée du piston = 0.6 cm/h pendant 23h20min (raccourcissement de 14 cm) + arrêt pendant une heure + reprise pendant 11h40min (raccourcissement de 7 cm). La température du miel (chauffé par les projecteurs) passe de 19°C à 25.6°C en fin de manip avec un pic à 27°C au bout de 23h30 du côté des projecteurs et de 19°C à 22.4°C avec un pic à 24.6 du côté opposé.

Photos :

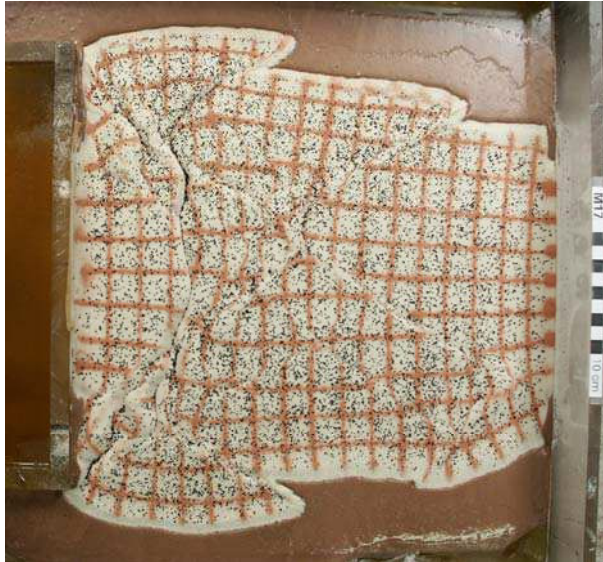
Appareil photo numérique Minolta : une photo toutes les 6 minutes

(remarque : utilisation de l'appareil en lumière artificielle (tungstène), nécessite de limiter les apports de lumière du jour et dans ce cas, utilisation de lumière réfléchi sur un panneau blanc situé au dessus de l'expérience pour limiter l'élévation en température du miel).

Dispositif ARAMIS : non utilisé.

Modèle détruit

Résultat, détails des déformations :



En fin de manip, le raccourcissement est de 35%.



Cette expérience a un paramètre de localisation de 7.86 et un nombre d'Argand de 0.37 calculés pour une température de 21°C.

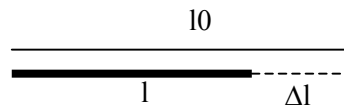
La mise en place de la déformation s'est faite en deux étapes. Jusqu'à 10% environ, la déformation n'est localisée que dans le tiers de la surface proche du piston. Elle est localisée le long de deux bandes de cisaillement qui comprennent de nombreux plis et chevauchements. Puis, on peut supposer que cette zone ne peut plus accumuler de déformation et que la déformation se propage alors dans le reste de l'expérience sous forme de décrochements (toujours sous la forme d'un réseau très peu dense).



## ANNEXE 2 : Déplacements, déformations et tenseur des déformations

### Définition de la déformation en 1D :

On considère une barre de longueur initiale  $l_0$ , de longueur  $l$  après déformation (étirement ou compression) donc de variation de longueur  $\Delta l$  ( $=l-l_0$ ).



On peut exprimer la déformation en fonction des coordonnées avant déformation (coordonnées de Lagrange). La déformation (ou extension dans le cas 1D)  $\varepsilon$  est alors appelée déformation de Cauchy et

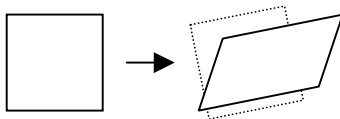
$$\varepsilon = \frac{l-l_0}{l_0} = \frac{\Delta l}{l_0}$$

La déformation (si elle est très grande en particulier) peut être exprimée en fonction des coordonnées après déformation (coordonnées d'Euler). Il existe par exemple la déformation de Swainger :  $\varepsilon = \frac{\Delta l}{l}$  et la déformation d'Almansi :  $\varepsilon = \frac{\Delta l}{l} - \frac{1}{2} \left( \frac{\Delta l}{l} \right)^2$ .

L'extension quadratique  $\lambda$  est liée à l'extension par  $\lambda = (1+\varepsilon)^2$  d'après Ramsey et Huber (1983).

### Déformations à la surface d'une expérience (2D)

Dans ce qui suit, les déformations sont calculées dans le système de coordonnées de Lagrange (c'est-à-dire par rapport au système non déformé).



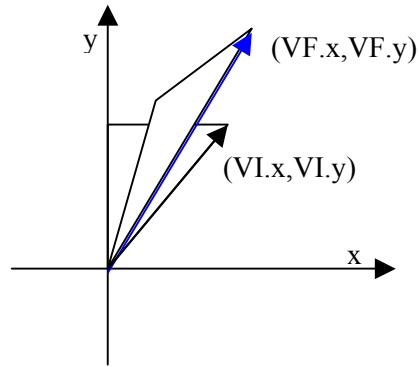
De manière générale dans une expérience, un élément de surface carré va pouvoir subir une translation (avancée du piston par exemple), une rotation et/ou une déformation.

La translation est liée aux déplacements et n'est pas intéressante en tant que telle. Par contre, des variations dans la direction et l'intensité des déplacements vont être à l'origine de la rotation et de la déformation de l'élément de surface considéré.

Une manière de calculer la déformation à la surface d'une expérience et de diviser la surface considérée en mailles triangulaires et d'observer la déformation de ces mailles.

Prenons un cas simple où les triangles non déformés et déformés ont un point commun situé à l'origine (voir ci-après).





VI = vecteur initial

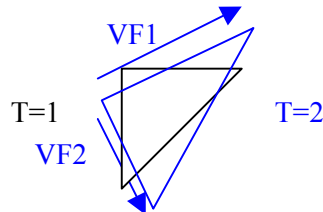
VF = vecteur final

Dans ce cas,  $VF.x = aVI.x + bVI.y$  et  $VF.y = cVI.x + dVI.y$  ; le vecteur final est exprimé en fonction du vecteur initial et les deux vecteurs sont exprimés dans le même système de coordonnées.

Et sous la forme d'une matrice :  $\begin{pmatrix} VF.x \\ VF.y \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} a & b \\ c & d \end{pmatrix} \begin{pmatrix} VI.x \\ VI.y \end{pmatrix}$ , il s'agit dans ce cas de la **matrice des déformations**.

Pour information, la matrice des gradients de déplacements vaut :  $\begin{bmatrix} a-1 & b \\ c & d-1 \end{bmatrix}$ .

En général, la maille triangulaire ne s'est pas simplement déformée mais a de plus subi une rotation (et une translation). Une maille triangulaire étant entièrement représentée par deux de ses côtés, on exprime les deux nouveaux côtés en fonction des deux anciens non déformés



évolution d'une maille triangulaire qui a subi une rotation puis une déformation entre un temps 1 et 2

Ainsi, de la même façon que précédemment,

$$VF1.x = aVI1.x + bVI1.y$$

$$VF1.y = cVI1.x + dVI1.y$$

$$VF2.x = aVI2.x + bVI2.y$$

$$VF2.y = cVI2.x + dVI2.y$$

$$\text{On en déduit que : } a = (VF1.x * VI2.y - VF2.x * VI1.y) / \det$$

$$b = (VF2.x * VI1.x - VF1.x * VI2.x) / \det$$

$$c = (VF1.y * VI2.y - VF2.y * VI1.y) / \det$$

$$d = (VF2.y * VI1.x - VF1.y * VI2.x) / \det$$

avec  $\det = VI2.y * VI1.x - VI1.y * VI2.x$  ;  $\det$  correspond à la surface du triangle non déformé.

La matrice  $D = \begin{bmatrix} a & b \\ c & d \end{bmatrix}$  représente la matrice de l'ensemble des transformations (déformation et rotation). Elle peut s'exprimer comme le produit de la **matrice des déformations**  $\varepsilon$  et la matrice de la rotation  $R$  :  $D = R\varepsilon$ .

La matrice de la rotation s'exprime dans le repère (x,y) comme :  $R = \begin{bmatrix} \cos\omega & -\sin\omega \\ \sin\omega & \cos\omega \end{bmatrix}$  et l'angle de rotation  $\omega$  peut se calculer à partir de la matrice D, comme étant :  $\omega = \text{atan}((d_{21}-d_{12})/(d_{11}+d_{22}))$ .

D'où  $\varepsilon = R^{-1} D$ .

$$\text{Et } \varepsilon_{xx} = \cos(\omega) \cdot d_{11} + \sin(\omega) \cdot d_{21}$$

$$\varepsilon_{xy} = \varepsilon_{yx} = -\sin(\omega) \cdot d_{11} + \cos(\omega) \cdot d_{21}$$

$$\varepsilon_{yy} = -\sin(\omega) \cdot d_{12} + \cos(\omega) \cdot d_{22}$$

### Déformations en 2D ou 3D

Quelques formules générales s'appliquant au tenseur des déformations :

$$\varepsilon = \begin{bmatrix} \varepsilon_{xx} & \varepsilon_{xy} & \varepsilon_{xz} \\ \varepsilon_{yx} & \varepsilon_{yy} & \varepsilon_{yz} \\ \varepsilon_{zx} & \varepsilon_{zy} & \varepsilon_{zz} \end{bmatrix} \text{ avec } \varepsilon_{ij} = \varepsilon_{ji}$$

$$\text{Le tenseur des déformations principales étant : } \begin{bmatrix} \varepsilon_1 & 0 & 0 \\ 0 & \varepsilon_2 & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_3 \end{bmatrix}$$

Invariants du tenseur des déformations :

$$J_1 = \text{tr}(\varepsilon)$$

$$J_2 = \frac{1}{2} [\text{tr}(\varepsilon) \cdot \text{tr}(\varepsilon) - \text{tr}(\varepsilon^2)]$$

$$J_3 = \det(\varepsilon)$$

avec tr = trace et det = déterminant

La déformation équivalente est définie comme étant  $J_{eq} : J_{eq} = \sqrt{\frac{2}{3}(\varepsilon_{ij} \cdot \varepsilon_{ij})}$  avec  $\varepsilon' = \varepsilon - \frac{\text{tr}(\varepsilon)}{\text{dim}} I$

$$\text{En 2D : } \varepsilon' = \begin{bmatrix} \varepsilon_{xx} - \frac{\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy}}{2} & \varepsilon_{xy} \\ \varepsilon_{yx} & \varepsilon_{yy} - \frac{\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy}}{2} \end{bmatrix}$$

$$\text{En 3D : } \varepsilon' = \begin{bmatrix} \varepsilon_{xx} - \frac{\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy} + \varepsilon_{zz}}{3} & \varepsilon_{xy} & \varepsilon_{xz} \\ \varepsilon_{yx} & \varepsilon_{yy} - \frac{\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy} + \varepsilon_{zz}}{3} & \varepsilon_{yz} \\ \varepsilon_{zx} & \varepsilon_{zy} & \varepsilon_{zz} - \frac{\varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy} + \varepsilon_{zz}}{3} \end{bmatrix}$$

Formules développées :

En 2D :

$$J_1 = \varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy}$$

$$J_2 = \varepsilon_{xx}\varepsilon_{yy} - \varepsilon_{xy}^2$$

$$J_3 = \varepsilon_{xx}\varepsilon_{yy} - \varepsilon_{xy}^2$$

$$J_{eq} = \sqrt{\frac{1}{3} [(\varepsilon_{xx} - \varepsilon_{yy})^2 + 4\varepsilon_{xy}^2]}$$

En 3D :

$$J1 = \varepsilon_{xx} + \varepsilon_{yy} + \varepsilon_{zz}$$

$$J2 = \varepsilon_{xx}\varepsilon_{yy} + \varepsilon_{yy}\varepsilon_{zz} + \varepsilon_{zz}\varepsilon_{xx} - (\varepsilon_{xy}^2 + \varepsilon_{yz}^2 + \varepsilon_{zx}^2)$$

$$J3 = \varepsilon_{xx}\varepsilon_{yy}\varepsilon_{zz} + 2\varepsilon_{xy}\varepsilon_{yz}\varepsilon_{zx} - (\varepsilon_{xx}\varepsilon_{yz}^2 + \varepsilon_{yy}\varepsilon_{zx}^2 + \varepsilon_{zz}\varepsilon_{xy}^2)$$

$$J_{eq} = \sqrt{\frac{1}{3} [(\varepsilon_{xx} - \varepsilon_{yy})^2 + (\varepsilon_{yy} - \varepsilon_{zz})^2 + (\varepsilon_{zz} - \varepsilon_{xx})^2 + 6(\varepsilon_{xy}^2 + \varepsilon_{yz}^2 + \varepsilon_{zx}^2)]}$$

### Intégration de la 3D à des données 2D

Dans le cas des expériences analogiques, nous observons une déformation 2D dans le plan horizontal. Les calculs de déformations en 2D supposent donc que les déformations sont planes. Or, des variations dans l'épaisseur du modèle sont observées au cours de la déformation. Pour prendre en compte cette déformation 3D, on peut émettre l'hypothèse que l'on a conservation des volumes au cours de la déformation. Ainsi une portion de surface, qui se réduit dans le plan, sera compensée par une augmentation de l'épaisseur de l'expérience. De même, une dilatation de la surface se traduira par un amincissement de l'expérience.

La matrice des déformations peut alors s'écrire sous la forme suivante :

$$\varepsilon = \begin{bmatrix} \varepsilon_{xx} & \varepsilon_{xy} & 0 \\ \varepsilon_{yx} & \varepsilon_{yy} & 0 \\ 0 & 0 & \varepsilon_{zz} \end{bmatrix} \text{ avec } \varepsilon_{ij} = \varepsilon_{ji}$$

$\varepsilon_{xz}$  et  $\varepsilon_{yz}$  sont supposées nulles, car elles ne peuvent être calculées. Cette hypothèse n'est pas aberrante dans l'approximation de couche mince dans la mesure où l'on considère que l'ensemble des cisaillements se fait dans le plan xy et que les blocs délimités par les cisaillements peuvent subir des rotations uniquement autour de l'axe z.

D'après Ramsey et Huber (1983) ; Ramsey et Lisle (2000), les déformations principales quadratiques  $\lambda_1$ ,  $\lambda_2$  et  $\lambda_3$  (longueurs des axes principaux de l'ellipsoïde des déformations) sont telles que  $J3 = \lambda_1\lambda_2\lambda_3 = (1 + \Delta V)^2$ . Si l'on considère que la variation de volume est nulle, alors  $J3=1$  et

$$\varepsilon_{zz} = \frac{1}{\varepsilon_{xx}\varepsilon_{yy} - \varepsilon_{xy}^2}.$$

Les calculs étant faits à partir de mailles (triangulaire ou carrée),  $\varepsilon_{zz}$  est également obtenue en faisant le rapport entre la surface initiale de la maille et la surface après déformation.

### **Bibliographie**

Lemaître J. et Chaboche J.L. (1985). Mécanique des matériaux solides. Dunod, Paris.

Ramsey J.G. et Huber M.I. (1983). The Techniques of Modern Structural Geology, Volume 1. Academic Press, London, 307 p.

Ramsey J.G. et Lisle R.J. (2000). The Techniques of Modern Structural Geology, Volume 3. Academic Press, London, p. 701-1061.